



TITLE:

大電力クライストロン設計論(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

小宮山, 馨

CITATION:

小宮山, 馨. 大電力クライストロン設計論. 京都大学, 1962, 工学博士

ISSUE DATE:

1962-03-13

URL:

<https://doi.org/10.14989/161933>

RIGHT:

大電力クライストロン設計論

小 宮 山 馨

大電力クライストロン設計論

昭和 3 6 年 9 月

神 戸 工 業 株 式 会 社

小 宮 山 馨

DOC
1961
15
電気系

大電力クライストロン設計論

目 次

内 容 梗 概	1
主要記号一覧表	3
第 1 章 序 論	9
1.1 本研究を実施した経緯	9
1.2 本研究を必要とする理由	11
第 2 章 多空洞クライストロンの動作理論	15
2.1 序 言	15
2.2 集 群 理 論	16
2.3 出 力、利 得	22
2.4 周波数特性、バンド幅	27
2.5 高周波部設計パラメーター	33
2.6 結 言	38
第 3 章 電 子 銃	39
3.1 序 言	39
3.2 パービアンスの決定	40
3.3 ピアース型電子銃の設計理論	42
3.4 大電力管電子銃の設計法	47
3.5 結 言	63
第 4 章 ビームの集束	65
4.1 序 言	65
4.2 集 束 理 論	66

4.3	速度変調を受けたビームの集束	69
4.4	結 言	77
第5章	集 電 極	79
5.1	序 言	79
5.2	集電極電位の低下	80
5.3	磁気しゃへいの影響	84
5.4	均一電位、無磁束中の発散	86
5.5	集電極の機械的設計	90
5.6	結 言	95
第6章	空 胴	97
6.1	序 言	97
6.2	空洞の等価回路	98
6.3	同調機構について	100
6.4	空洞と外部回路の結合部	102
6.5	マルチパクター効果	105
6.6	チューナー温度上昇	108
6.7	結 言	111
第7章	出 力 窓	113
7.1	序 言	113
7.2	最大伝送電力	114
7.3	出力窓の構造	118
7.4	出力窓の高周波損失による温度上昇	122
7.5	出力窓における反射	127
7.6	結 言	132
第8章	パルス管の問題	133

8.1	序 言	133
8.2	パルス過渡温度上昇	134
8.3	高電圧破壊	142
8.4	結 言	149
第9章	Sバンド・Lバンドクライストロン開発報告	151
9.1	概 要	151
9.2	電 子 銃 部	154
9.3	高 周 波 部	158
9.4	空 胴 部	159
9.5	出 力 窓	162
9.6	クライストロン動作装置および試験結果	164
	本 研 究 の 成 果	179
	謝 辞	182
	参 考 文 献	183

內 容 梗 概
主 要 記 号 一 覽 表

内 容 梗 概

本論文は近年急速に実用化の道をたどりつつある大電力クライストロンの設計上の諸問題について、機能別に大電力管として特に問題となる事項を設計上の立場より解析を行なったものである。クライストロンの個々の現象については多くの報告がなされているが、特に大電力になった場合の多くの問題を、総合的に設計上の立場より検討を行ない、新たにクライストロンを開発する場合の設計方針を確立せんとするものである。

本論文は9章より成っている。

第1章においては、第2章以下の序論として、本研究が必要となるにいたった経緯を説明するとともに、各章に論じられている項目をすべて満足していないと、完全な球としては満足な機能を果たし得ないことを論じた。

第2章においては、多空洞クライストロンの集群理論を述べ、設計仕様として与えられる出力、利得、バンド幅に対して高周波部の設計パラメーターがいかなる影響を与えるかを、一般的に多空洞クライストロンについて論じ、特に空洞数がふえることによって、いかなる特長を生ずるかを解析した。

第3章は、ビームの発生源としての電子銃は低パービアンスの場合はピアース型電子銃として理論的に確立されているが、大電力クライストロンに用いられるごとき高パービアンスの電子銃においては、その構造面においてもまた、電子銃よりのビームの集束、あるいは、磁界の加え方にも多くの困難に遭遇する、このような場合の電子銃の設計方法を確立した。

第4章は、電子ビームを良好な透過率で通すためには、適当な入射条件および磁界が必要であることはよく知られている。これら各要素がビームのリップルにおよぼす影響については、従来高周波励振を加えない静的な

ビームについてのみ行なわれてきたが、実際の動作時におけるごとく、高周波励振の加わった場合において、ビームのリップルにおよぼす影響について検討を行なった。

第5章においては、集電極の機能としては高周波出力を与えた電子ビームをできるだけ面に発散させ、熱損失として外部に取り出すことにあるが、ビームの発散に対して、磁界および電界のおよぼす影響を検討し、ビームの発散軌道を求めて集電極形状設計の図式解法を述べた。

第6章は、高周波共振回路としての空洞の寸法決定法および同調機構について述べ、設計方法を明らかにするとともに、特に問題となるマルチパクター効果、チューナーの温度上昇について、設計的検討を行なう場合の方針について述べた。

第7章においては、高周波出力を外部回路に出す出力窓について、基本的な構造を述べるとともに、実用上の立場よりみて着しく機能を制約する出力窓の温度上昇を解析し、さらに、出力窓の誘電体物質が出力回路の反射特性におよぼす影響を論じた。

第8章では、大電力クライストロンは連続波の用途とともにパルス用としても多くの実用面があり、特にパルス用になった場合の問題点を、パルス温度上昇と電極間耐圧について、理論的に解明した。

第9章は、以上の各章の設計理論を用いて筆者等が開発したSバンド、およびLバンド パルスクライストロンの設計構造の概略を述べ、その試作結果について報告を行なった。

主 要 記 号 一 覧 表

単位は特に断わらない限りMKS単位を用いる。

第 2 章 (※印は他の章においても用いることあり)

- a : ドリフト管半径
- ※ b : ビーム半径
- ※ d : 空洞間隙長
- l : ドリフト長
- ※ u_0 : 直流電子ビーム速度
- A : $\frac{\omega a}{u_0} = \beta_e a$
- B : $\frac{\omega b}{u_0} = \beta_e b$
- D : $\frac{\omega d}{u_0} = \beta_e d$
- ※ F : プラズマ減衰係数
- G : 空洞全等価コンダクタンス (G_k は第 k 空洞を表わす)
- G_B : ビーム負荷コンダクタンス
- ※ G_L : 負荷コンダクタンス
- ※ G_R : 空洞壁損失コンダクタンス
- ※ I_0 : ビーム電流
- I_k : 第 k 空洞より励振された高周波電流
- I'_k : 第 k 空洞に到達した集束電子流の高周波成分
- L : 正規化ドリフト長 ($= \frac{F\omega pl}{u_0}$)
- M : 空洞間隙係数
- ※ P : ビームパービアンس ($= \frac{I_0}{V_0^{3/2}}$)
- Q : 空洞の負荷時の Q (Q_k は第 k 空洞を意味す)
- U : 電子ビームの *kinetic voltage*.
- ※ V_0 : ビーム電圧

- V_k : 空洞間隙の高周波電圧 (第 k 空洞)
 W_{in} : 励振電力
 ※ W_o : 出 力
 W_{os} : 全空洞単一周波数共振時の出力
 Z : $\frac{F\omega_p Z}{u_o}$
 Z_o : $\frac{2V_o F\omega_p}{I_o \omega}$
 ※ α : 空洞における間隙高周波電圧とビーム電圧の比率
 δ : 空洞共振周波数の信号中心周波数よりの離調率 (δ_k は第 k 空洞を表す)
 σ : 信号周波数の中心周波数 ω_o よりのズレの比率
 ω_k : 第 k 空洞の共振角周波数
 ※ ω_p : プラズマ角周波数
 ※ η : $\frac{e}{m}$, または効率

第 3.4.5 章

- r_c : 陰極半径
 \bar{r}_c : 陰極面曲率半径
 r_a : 陽極孔半径
 \bar{r}_a : 陽極面曲率半径
 r : ビーム半径
 r_o : $Z=0$ におけるビーム半径
 r_m : 最小ビーム半径
 Z_m : 陽極よりビーム半径最小位置までの距離
 B_c : 陰極面上磁束密度
 B_z : Z 軸上磁束密度
 B_B : フリルアン (Brillouin) 集束磁束密度

$$\begin{aligned}
B &: \frac{B_z}{B_s} \\
K &: \frac{B_c r_c^2}{B_z r_o^2} \\
R &: \frac{r}{r_m} \\
R_o &: \frac{r_o}{r_m} \\
Z &: \sqrt{\frac{I_o}{2\pi\epsilon_o\sqrt{2}\sqrt{V_o^{\frac{3}{2}}}}} \cdot \frac{Z}{r_m} = \sqrt{3 \times 10^{-4} P} \cdot \frac{Z}{r_m} \\
P' &: \frac{I_o}{V_o^{\frac{3}{2}}} \quad (V_o' \text{ は集電極電位}) \\
Q &: \frac{1}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_o\sqrt{2}} = 1.52 \times 10^{-4} \\
X &: \frac{2B_c^2 r_c^4}{8\sqrt{V_o^4}} \\
Y &: \frac{PQ}{r_o^2} \\
(-\alpha)^2 &: \frac{r_c}{r_a} \text{ の関数で第3・1表により与えられる。} \\
\beta_p^2 &: \frac{I}{2\sqrt{2}\pi r_o^2 \epsilon_o \sqrt{2} V_o^{\frac{3}{2}}} = \frac{\omega_p^2}{2\sqrt{2}V} \\
\beta_H^2 &: \frac{2B_z^2}{8V} = \frac{\omega_H^2}{2\sqrt{2}V} \\
\gamma &: \text{入射角} \\
\epsilon_o &: \text{真空の誘電率} \\
\theta &: \text{集束角} \\
\lambda &: \text{ビーム半径変動波長} \\
\mu_o &: \text{真空の透磁率} \\
\xi &: \frac{r}{r_o} \\
\xi' &: \frac{r'}{r_o} \\
\xi'' &: \frac{r''}{r_o} \\
\xi_o, \xi_o', \xi_o'' &: Z=0 \text{ における } \xi, \xi', \xi'' \\
\sigma &: \text{ビーム半径の初期値よりの変動率} \\
\chi &: \frac{V_o \omega}{2V_o F \omega_p} \\
\omega_H &: \text{Larmor の角周波数 } (= \frac{2B_z}{2})
\end{aligned}$$

第 6 章

- G_{BR} : G_B と G_R の和
 P_L : 負荷に消費される出力
 P_s : 空洞損失 ($=P_r + P_w$)
 P_r : チューナー損失
 P_w : 空洞壁損失
 Q_o : ビームおよび空洞損失のみを考えた Q
 Q_{co} : cold の無負荷 Q
 Q_L : 全負荷を含めた Q
 Q_{ex} : 結合の Q
 δ : 表面作用の厚さ ($\sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}}$)
 ν : Stefan-Boltzmann の定数
 φ : 2 次電子放出比

第 7 章

- a : 同軸の内部導体半径、または、導波管長辺
 b : 同軸の外部導体半径、または、導波管短辺
 k_e : 比誘電率 ($\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$)
 k_m : 比透磁率 ($\frac{\mu}{\mu_0}$)
 K : 熱伝導率
 U : 温度
 Z_o : 特性インピーダンス
 Z_w : 誘電物質のない導波管の特性インピーダンス
 Z' : Z_w で正規化した特性インピーダンス
 α : 減衰定数
 β : 位相定数

δ	: 熱伝係数
$\tan \delta$: 損失角 ($= \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$)
ϵ'	: 複素誘電率実数部
ϵ''	: 複素誘電率虚数部
γ	: $\frac{b}{a}$
λ_0	: 自由空間波長
λ_{go}	: 管内波長
λ	: 誘電体媒質における空間波長
λ_g	: 誘電体媒質における管内波長
σ	: S.W.R.

第 8 章

α^2	: $\frac{K}{C_p \rho}$
q_m	: 単位面積当たりパルス入力
C_p	: 比 熱
K	: 熱伝導率
T	: パルス周期
U	: 温 度
ρ	: 比 重
τ	: パルス幅

第 1 章 序 論

第 1 章 序 論

1. 1 本 研 究 を 実 施 し た 経 緯

最近におけるマイクロウェーブ電子管の開発の傾向をみると、大きく3つの分野に分類できる。

第1の方向として波長短縮の問題であり、これはセンチメートル波領域を越えて、現在はミリ波電子管の開発に主力がおかれている。第2の方向は出力の増大であり、主としてUHF帯域においてCWにて数KW～数10KW出力、パルス使用で数MW出力の送信管の開発に重点がおかれている。第3の方向として低雑音受信方式と関連して低雑音電子管の開発であり、ここ数年来パラメトリック増幅器の一種としてのビーム・メーカーの研究もこの分野に属する。マイクロウェーブ電子管のこれらの方向の技術は総合されて、初めてマイクロウェーブにおける電子技術の進歩が期待できる。

本論文は第2の方向として筆者が研究開発に従事した大電力クライストロンの設計上の諸問題について述べたものである。

マイクロウェーブにおける高出力管としてはマグネトロンの方が歴史が古く、レーダーおよび通信用として広く利用されてきたが、クライストロンの方が構造的に大電力管の製作に適していること、すなわち、電子銃および集電極部と高周波部より完全に独立して設計でき、また、マグネトロンが発振管としてのみ利用できるのに対し、クライストロンは増幅管として使用できる長所があること、等の理由によってクライストロンは徐々にマグネトロンの地位を奪いつつある。

以上のような理由により大電力クライストロンは比較的歴史は浅いに

もかわらず、外国、特に米国においては多くの品種が製品化され、わが国においても数年前よりその開発に努力が払われ、最近実用化の域に到達した。

したがって、これら大電力クライストロンに関係ある技術論文も多く発表されているが、理論解析としては高周波動作に関するものが大部分で、クライストロン全体についての設計理論を取り扱った論文は少なく、大部分は試作報告書の形式である。

筆者等はSバンドおよびLバンド クライストロンの開発に際して、最初の設計において、あるいは、試作を通じての特性改善対策において、実際の球の構造に直ちに適用できる設計資料が不足のため多くの困難に遭遇した。

多くの構成要素をもつクライストロンにおいて、1箇所を除いて他のすべての要素が完全な設計が行なわれても完成された球の機能は1箇所の不完全要素によって支配される。このことは真空管以外の他の工学分野においても同様のことが云えるが、真空管の場合特にその傾向が著しい。本論文がクライストロン全体としての設計理論の確立を目的とするゆえ、陰極から集電極にいたるまでのすべての構成要素を含むようになったのも以上の理由による。

クライストロンの高周波動作、電子銃、集電極、空洞、出力窓等、それぞれ機能および構造を異にする要素とすべて奥深く解明することは困難であるが、新たにクライストロンを設計するに際して、どこが問題になるか、さらに、その問題を解決するには、いかなる方法をとればよいかを理論的に確立できたものと考えてる。

1.2 本研究を必要とする理由

第2章の多空洞クライストロンの動作理論については比較的多くの論文が発表されている。反射型クライストロンの動作解析には電子弾道理論を用いるのみで十分であったが、多空洞クライストロンの発展はその陰に空間電荷波理論に負う所が多い。

これらの論文は、2空洞クライストロンとしての弾道理論による解析、あるいは、波動論による解析およびそれらの比較が多く、多空洞としては3空洞か、せいぜい4空洞の場合の解析であって、それ以上については、ほとんどが電子計算機の分野にゆだねられている。

筆者は、 n 空洞クライストロンについて、そのうちの n 個の空洞が、出力、利得、および周波数特性にいかなる影響を与えるかを解明することが、多空洞クライストロンの設計理論を確立するのにきわめて重要であることを知り、これの解析を行なった。

第3章の電子銃および第4章のビームの集束はこの種電子ビームをつかったO型マイクロ波管では欠くことのできない問題であり、中電力および小電力の進行波管ではその設計理論は比較的よく確立されている。しかし、大電力管としては、そのパービアンスがきわめて大きくなり、ピアース型電子銃としては設計し得る極限に近い構造をとらねばならぬこと、また、あるパービアンスに対して多くの設計寸法の組み合わせが考えられるが、そのなかで良好なビーム透過を得るには、どこに重点をおくべきかがきわめて重要な問題であることを知り、これをビームの集束および磁界の加えかたの立場より理論解析を実施した。

また、ビームの集束を論ずる場合、従来の理論はビームの速度変調を無視しているが、実際のクライストロンの動作においては、励振が加わ

ると着しくビーム透過が劣化することより、速度変調がビームのリップルにおよぼす影響を論じた。

第5章の集電極は機能を果たせる電子ビームエネルギーを熱損失に変換し、外部に取り出す部門であり、直接出力、利得等の性能に影響がないため従来ややもすれば軽視され、簡単に単位面積当たりの平均熱損失より集電極の形状を決定していたが、究極的には真空管の寿命に大きい影響を与える集電極の熱損失をできるだけ均一にすることはきわめて重要な問題であり、筆者は、電子ビームの発散を考慮に入れた場合、集電極形状の決定法を明らかにした。

第6章 空洞については、比較的小電力を取り扱う前段空洞に対しては問題が少なく、大電力管空洞としては出力空洞に問題は集中する。出力空洞と導波管回路の結合部の設計は、十分な出力を取り出すには適当な結合係数をもたなければならないこと。また、出力空洞間隙には最大の高周波電圧を誘起し、ある特定の空隙寸法において2次電子の影響によるマルチパクター現象を発生し、クライストロンとしての動作機能をそこなうこと。さらに、空洞には周波数調整用のチューナーを必要とするが、チューナーにおける高周波損失は、全出力よりみれば、その比率は小であるが、取り扱う高周波電力がきわめて大であるため、さらに、チューナーの熱伝導が必ずしも良好でないためきわめて高温度になる。これらについては理論的に検討した論文はほとんどみられないが、出力空洞の設計の良否を決定する致命的な要素であり、基本的な解析法を明らかにした。

第7章 出力窓は、機能的には単に出力導波管部における真空封着機構であるが、きわめて大電力のマイクロ波電力がこれを通過するため、この部分の設計の良否は、寿命および最高出力に著しい影響を与える。

特に大電力による誘電体の温度上昇および窓における高周波電力の反射の問題が重要であって、真空封着を行なうための製造技術的問題と相まって設計上の重要な要素である。

第8章 パルス管の問題は、平均電力としては連続波用クライストロンと同じ程度であっても、瞬間的にはきわめて高電圧、大電力を取り扱う結果連続波クライストロンとは別に、パルス管特有の問題を生ずる。それらのなかで、真空管の寿命および出力に大きな影響をおよぼす、コレクター部のパルス温度上昇および電子銃電極形状と絶縁耐力の両様について基礎的な理論解析を実施した。

第 2 章

多空洞クライストロンの動作理論

第2章 多空洞クライストロン動作理論

2.1 序 言 (2-1)

クライストロンの動作理論としては、古くより電子弾道理論を基礎にして解析され、 n 空洞クライストロンの場合は、この考え方で現象の説明には十分であった。1950年代後半になってクライストロンの利得、バンド幅を改善するために、多空洞クライストロンが非常に勢いで開発され、これらの理論的解析には弾道理論のみでは不十分であり、波動論による空間電荷波理論を用いなければならなくなった。

クライストロンは利得が高いため、大電力管になると、高周波動作部の入力側に近い部分では、小信号空間電荷波理論、出力側に近い部分では、大信号理論により空間電荷力の補正を加えた解析が必要である。さらに、利得、あるいは出力の増大のみならず、目的によっては非常に広いバンド幅を必要とする場合が多い。このために、多空洞クライストロンの各空洞をスタガー同調することによって、利得を犠牲にしてバンド幅を広くすることがしばしば行なわれる。

従来、これらの理論的解析としては、 n 空洞に対しては古くより弾道理論による解析が行なわれてきたが、最近は n 空洞程度までの波動理論による解析が多く行なわれている。本章においては、一般に n 空洞になった場合まで、集群理論を拡張して、解析を行ない、この場合の出力、利得についての誘導式を求め、さらにスタガー同調した場合の周波数特性について解析を行なった。

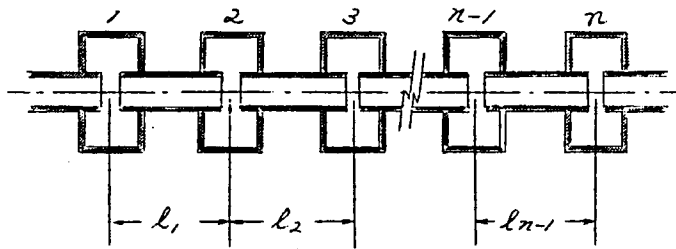
2.2は、波動論による集群理論を、 n 空洞に拡張した。

2.3は、 n 空洞の出力および利得の誘導を行なった。

2.4は、スタガー同調した場合の周波数特性、バンド幅を算出した。

2.5は、設計に必要な主要なパラメーターを参考のために従来の理論によってまとめた。

2.2 集 群 理 論 ⁽²⁻²⁾



第2.ノ図 n空胴クライストロンの高周波部構造

第2.ノ図に示されるごとき、n空胴クライストロンの第ノ空胴に励振を加え、第n空胴より出力をとり出す場合を考える。

n個の空胴間のドリフト長をそれぞれ l_1, l_2, \dots, l_{n-1} とし、n個の空胴の間隙係数 M はすべて等しいと仮定する。

第k空胴に誘起する高周波電圧 V_k と、第k空胴間隙を通過する高周波ビーム電流 I_k' との間には、空胴共振時つぎの関係式が成立する。

$$V_k = -MI_k' (G_R + G_B + G_L)^{-1} = -\frac{MI_k'}{G_k} \quad (2.1)$$

G_R : 空胴の壁損失による等価コンダクタンス

G_B : ビーム負荷コンダクタンス

G_L : 負荷コンダクタンス

G_k : 全等価コンダクタンス

動作時における交流分が、直流分に比して、非常に小さい小信号動作

時についての理論を考察する。クライストロン動作解析においては、一般に出力空洞を除いた前段空洞までは、この条件が成立すると考えてよい。

電子ビームの電子速度の直流分 u_0 、交流分を u_1 とすると、

$$(u_0 + u_1)^2 = 2\eta(V_0 + MV_1) \quad (2.2)$$

ここに $\eta = \frac{e}{m}$

V_0 : 直流ビーム電圧を表す。

u_1^2 項を小信号の条件のもとに無視して

$$u_1 = \frac{u_0}{\eta} u_1 = MV_1 \quad (2.3)$$

で表わされる U_1 を考える。

(2.3) は第ノ空洞に V_1 なる高周波電圧を加えたとき、電子ビームの交流速度成分の等価電圧は U_1 であることを表わしており、 U_1 を電子ビームの *kinetic voltage* と称する。

ドリフト長 l および空洞間隙からの距離 z をプラズマ角周波数 ω_p およびプラズマ伝減係数 F を用いて正規化すると、

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{F\omega_p l}{u_0} \\ Z &= \frac{F\omega_p z}{u_0} \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

$$\omega_p^2 = \frac{\eta i_0}{\epsilon_0 u_0}$$

ここに i_0 は直流ビーム電流密度、 ϵ_0 は真空の誘電率を表す。

第ノ空洞の励振電圧に基づき生ずる交流分 $I_1(z)$ は空洞電荷波理論によりつぎのように表わされる。

$$I_1(z) = j \frac{U_1}{Z_0} \sin Z \quad (2.5)$$

ここで U_1 および Z は、(2.3) および (2.4) により表わされ、また、 Z_0 は次式を用いる。

$$Z_0 = 2V_0 F \omega_p / I_0 \omega \quad (2.6)$$

$I_1(z)$ が第2空胴に到達したときの値は

$$I_1(l_1) = j \frac{U_1}{Z_0} \sin L_1$$

$I_1(l_1)$ によって第2空胴に高周波電圧が励振され、これによる kinetic voltage U_2 は

$$U_2 = -j \frac{M^2 U_1}{G_2 Z_0} \sin L_1$$

U_2 によって第2空胴間隙より生ずる電流 I_2 の振幅成分は

$$I_2 = \frac{M^2 U_1}{G_2 Z_0^2} \sin L_1 \dots \dots \dots (2.7)$$

I_2 は第2空胴間隙を起点として、(2.5)と同様の距離変化を行なうので、(2.5)および(2.7)で表わされる I_1 , I_2 が第3空胴に到達したとき、第3空胴を励振する電流はつぎのごとく表わされる。

$$I_1 \sin(L_1 + L_2) + I_2 \sin L_2 = j \frac{U_1}{Z_0} \sin(L_1 + L_2) + \frac{M^2 U_1}{G_2 Z_0^2} \sin L_1 \sin L_2 \quad (2.8)$$

さらに、

$$U_3 = - \frac{M^2 U_1}{G_3 Z_0} \left\{ j \sin(L_1 + L_2) + \frac{M^2}{G_2 Z_0} \sin L_1 \sin L_2 \right\} \quad (2.9)$$

したがって、第3空胴より励振される電流 I_3 の振幅成分のみ記すると

$$I_3 = \frac{M^2 U_1}{G_3 Z_0^2} \left\{ \sin(L_1 + L_2) - j \frac{M^2}{G_2 Z_0} \sin L_1 \sin L_2 \right\} \quad (2.10)$$

以下同様の考え方で、第4空胴、第5空胴より発生する電流 I_4 , I_5 を求めることができる。

$$I_4 = U_1 \left[\frac{M^2}{G_4 Z_0^2} \sin(L_1 + L_2 + L_3) - j \frac{M^2}{Z_0^3} \left\{ \frac{1}{G_2 G_4} \sin L_1 \sin(L_2 + L_3) + \frac{1}{G_3 G_4} \sin(L_1 + L_2) \sin L_3 \right\} - \frac{M^6}{Z_0^4 G_2 G_3 G_4} \sin L_1 \sin L_2 \sin L_3 \right] \dots \dots \dots (2.11)$$

$$I_5 = U_1 \left[\frac{M^2}{Z_0^4 G_5} \sin(L_1 + L_2 + L_3 + L_4) - j \frac{M^4}{Z_0^5} \left\{ \frac{1}{G_2 G_5} \sin L_1 \sin(L_2 + L_3 + L_4) + \frac{1}{G_3 G_5} \sin(L_1 + L_2) \sin(L_3 + L_4) + \frac{1}{G_4 G_5} \sin(L_1 + L_2 + L_3) \sin L_4 \right\} - \frac{M^6}{Z_0^6} \left\{ \frac{1}{G_2 G_3 G_5} \sin L_1 \sin L_2 \sin(L_3 + L_4) + \frac{1}{G_2 G_4 G_5} \sin L_1 \sin(L_2 + L_3) \sin L_4 + \frac{1}{G_3 G_4 G_5} \sin(L_1 + L_2) \sin L_3 \sin L_4 \right\} + j \frac{M^8}{Z_0^7 G_2 G_3 G_4 G_5} \sin L_1 \sin L_2 \sin L_3 \sin L_4 \right] \dots \dots \dots (2.12)$$

一般に、第 n 空胴に到達する電流 I'_n は、

$$I'_n = I_1 \sin(L_1 + L_2 + \dots + L_{n-1}) + I_2 \sin(L_2 + L_3 + \dots + L_{n-1}) \\ + \dots + I_{n-1} \sin L_{n-1} \dots \dots \dots (2.13)$$

I_1, I_2, \dots, I_{n-1} はそれぞれ (2.5), (2.7), (2.10), (2.11), (2.12) 等の式を用いて逐次計算により求めることができる。

I_1, I_2, \dots, I_{n-1} の諸式は、多くの設計パラメーターを含み、このままでは式の意味する特性を理解することは困難である。一般に多空胴クライストロンでは、各空胴の設計は同じ構造をとることが好都合であり、ドリフト長 l も、最終段を除いて同じにとる場合が多い。大電力クライストロンでは、その出力は直流ビーム入力に制限される場合が多く、多空胴クライストロンの特長はそのバンド幅と利得の積の上昇に主目的がおかれている。利得を上昇せしめるためには、各空胴を単一周波数に同調せしめることが最も有利であるが、これでバンド幅が不十分の場合には、中間空胴を同調周波数よりずらす場合が多い。

各空胴の共振周波数 ω_0 におけるアドミッタンスはコンダクタンス成分のみよりなり、これを G とした場合、離調周波数 ω におけるアドミッタンス Y はつぎのように表わされる。

$$Y = G \left[1 + j2Q \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] \dots \dots \dots (2.14)$$

$\omega = (1 + \delta) \omega_0$ とおくと、

$$Y = G (1 + j2Q\delta) \dots \dots \dots (2.15)$$

今、クライストロンの第2, 3, $\dots, (n-1)$ の各空胴を $\omega_2, \omega_3, \dots, \omega_{n-1}$ に離調せしめ、励振周波数 ω における Y を求めると、

$$\left. \begin{aligned} \omega &= (1 + \delta_k) \omega_k & 2 \leq k \leq n-1 \\ Y_k &= G (1 + j2Q\delta_k) \end{aligned} \right\} \dots \dots (2.16)$$

各空洞間のドリフト長、 L_1, L_2, \dots, L_{n-1} を等しく L に選んだとすると、(2・7), (2・10), (2・11), (2・12) に示された $I_2, I_3, I_4, I_5, \dots$ は、つぎのように書ける。

$$I_2 = \frac{M^2 U_1}{Z_0^2 G (1+j2Q\delta_2)} \sin L \dots\dots\dots (2 \cdot 17)$$

$$I_3 = U_1 \left\{ \frac{M^2 \sin 2L}{Z_0^2 G (1+j2Q\delta_3)} - j \frac{M^4 \sin^2 L}{Z_0^3 G^2 (1+j2Q\delta_2)(1+j2Q\delta_3)} \right\} \dots\dots\dots (2 \cdot 18)$$

$$I_4 = U_1 \left[\frac{M^2 \sin 3L}{Z_0^2 G (1+j2Q\delta_4)} - j \frac{M^4}{Z_0^3} \left\{ \frac{\sin L \sin 2L}{G (1+j2Q\delta_2)(1+j2Q\delta_3)} + \frac{\sin 2L \sin L}{G^2 (1+j2Q\delta_3)(1+j2Q\delta_4)} \right\} \right. \\ \left. - \frac{\sin^3 L}{Z_0^3 G^3 (1+j2Q\delta_2)(1+j2Q\delta_3)(1+j2Q\delta_4)} \right] \dots\dots\dots (2 \cdot 19)$$

$$I_5 = U_1 \left[\frac{M^2 \sin 4L}{Z_0^2 G (1+j2Q\delta_5)} - j \frac{M^4}{Z_0^3} \left\{ \frac{\sin L \sin 3L}{G^2 (1+j2Q\delta_2)(1+j2Q\delta_3)} + \frac{\sin^2 2L}{G^2 (1+j2Q\delta_3)(1+j2Q\delta_4)} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\sin 3L \sin L}{G^2 (1+j2Q\delta_4)(1+j2Q\delta_5)} \right\} - \frac{M^6}{Z_0^4} \left\{ \frac{\sin^2 L \sin 2L}{G^3 (1+j2Q\delta_2)(1+j2Q\delta_3)(1+j2Q\delta_4)} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\sin^2 2L \sin 2L}{G^3 (1+j2Q\delta_3)(1+j2Q\delta_4)(1+j2Q\delta_5)} + \frac{\sin 2L \sin^2 L}{G^3 (1+j2Q\delta_2)(1+j2Q\delta_4)(1+j2Q\delta_5)} \right\} \right. \\ \left. + j \frac{M^8 \sin^4 L}{Z_0^5 G^4 (1+j2Q\delta_2)(1+j2Q\delta_3)(1+j2Q\delta_4)(1+j2Q\delta_5)} \right] \dots\dots\dots (2 \cdot 20)$$

つぎに、(2・17)~(2・20) の各項に含まれている $\frac{M^2}{Z_0 G}$ なる係数を検討してみる。

Z_0 は (2・6) に示したごとく、

$$Z_0 = 2V_0 F \omega_p / I_0 \omega$$

G は $2 \leq n \leq n-1$ の中間空洞においては、一般に外部負荷コンダクタンス G_L がないので、

$$G = G_B + G_R$$

$G_B \gg G_R$ 即ち、つぎの関係が成立する。⁽²⁻³⁾

$$G \simeq G_B = - \frac{MM' I_0}{2 V_0} \dots\dots\dots (2 \cdot 21)$$

ここで I_0/V_0 はビームコンダクタンスを表わし、さらに M' の定義として

はつぎのように表わし得る。

$$M' = \beta_e \frac{\partial M}{\partial \beta_e}$$

$$\text{ただし, } \beta_e = \frac{\omega}{u_0}$$

したがって、

$$\frac{M^2}{Z_0 G} = - \frac{\omega M^2}{F \omega_p M M'} \dots\dots\dots (2.22)$$

— MM' は通常設計としては $0.2 \sim 0.4$ 程度の値をとり、また、 $M > 0.8$, $\omega/\omega_p \gg 1$ であるから、(2.22) より

$$\frac{M^2}{Z_0 G} \gg 1$$

の条件が成立する。

また、正規化ドリット長 L は、空間電荷波理論より $\pi/2$ 近くに設計されるので、(2.17) ~ (2.20) の各式において、 $\sin 2L$ を含む項は無視でき、また、 $\frac{M^2}{Z_0 G}$ の最も高次の項によって支配されると考えてもよい。したがって、(2.13) に示された I_n' を計算するには、 $I_{n-1} \sin L_{n-1}$ 項のみを考え、さらに、 $\frac{M^2}{Z_0 G}$ についての最高次の項のみをとると、

$$\begin{aligned} I_n' &= \frac{U_1 M^{2(n-2)} \sin L_1 \sin L_2 \times \dots \times \sin L_{n-1}}{Z_0^{n-1} G^{n-2} (1+j2Q\delta_2)(1+j2Q\delta_3) \times \dots \times (1+j2Q\delta_{n-1})} \\ &\approx \frac{U_1 M^{2(n-2)} \sin^{n-1} L}{Z_0^{n-1} G^{n-2} (1+j2Q\delta_2)(1+j2Q\delta_3) \times \dots \times (1+j2Q\delta_{n-1})} \quad (2.23) \end{aligned}$$

凡空間クライストロンの出力空間効振電流は、ほとんどこの I_n' によって支配されると考えてよい。

2.3 出力・利得

2.3.1 小信号動作

多空洞クライストロンの出力および利得を2.2で誘導した基礎式をもとにして誘導してみる。

出力空洞、すなわち、第 n 空洞に到達したビーム電流は(2.23)で示された I_n' で表わされるが、 I_n' によって第 n 空間に誘起される高周波電圧 V_n は次式で示される。

$$V_n = - \frac{M I_n'}{G_n (1 + j 2 Q_n \delta_n)} \quad (2.24)$$

出力空洞には外部負荷 G_L が接続されるので、そのコンダクタンス G_n は壁損失を無視すれば、

$$G_n = G_B + G_L$$

小信号条件のもとに、最大出力を得るには、

$$G_B = G_L = G \quad (2.25)$$

すなわち、中間空洞の全コンダクタンスは、ほとんど G_B のみによると考えられるので、上式の G は(2.16)、あるいは(2.17) ~ (2.20)に用いた G と同じ値をとる。

したがって、

$$G_n = 2G \quad (2.26)$$

同様に

$$Q_n = \frac{1}{2} Q \quad (2.27)$$

(2.26) および (2.27) を (2.24) に入れて

$$V_n = - \frac{M I_n'}{2G(1 + j Q \delta_n)} = - \frac{M I_n' \cos \delta_n}{2G} e^{-j \delta_n} \quad (2.28)$$

$$\text{但し、} \gamma_n = -\tan^{-1} Q \delta_n$$

したがって、出力空洞間隙より取り出し得る出力は、

$$W = \frac{M^2 I_n'^2 \cos^2 \theta_n}{4G} \dots\dots\dots (2.29)$$

負荷に供給される有効出力は W の $1/2$ であって

$$W_o = \frac{M^2 I_n'^2}{8G} \cos^2 \theta_n \dots\dots\dots (2.30)$$

入力空洞に対する励振電力は、(2.3) の関係を用いて

$$W_{in} = \frac{GV^2}{2} = \frac{G}{2} \frac{U_i^2}{M^2} \dots\dots\dots (2.31)$$

(2.30), (2.31) より利得を求め得るが、今、全空洞を励振周波数に同調せしめ、かつ、 $L_1 = L_2 = L_3 = \dots\dots\dots = L_{n-1} = \frac{\pi}{2}$ の場合を考えると、 I_n' は (2.23) より

$$I_n' = \frac{U_i M^{2(n-2)}}{Z_o^{n-1} G^{n-2}}$$

このときの出力 W_o を W_{os} とおくと、(2.30) より

$$W_{os} = \frac{U_i^2 M^{4n-2}}{8 Z_o^{2n-2} G^{2n-2}} \dots\dots\dots (2.32)$$

利得は $\frac{W_{os}}{W_{in}}$ より求まる。

$$\frac{W_{os}}{W_{in}} = \frac{M^{4n}}{4 Z_o^{2n-2} G^{2n-2}}$$

$$\begin{aligned} (Gain) db &= 20(n-1) \log_{10} \frac{M^2}{Z_o G} - 10 \log_{10} 4 + 40 \log_{10} M \\ &\approx 20(n-1) \log_{10} \frac{M^2}{Z_o G} - 6 + 40 \log_{10} M \dots\dots\dots (2.33) \end{aligned}$$

$\frac{M^2}{Z_o G}$ は (2.22) にも説明したごとく、実際の球では 10 以上の値をとることが多い。したがって、多空洞クライストロンの利得の増加は、1段当たり 20 db 以上と理論的に結論が出るが、上式の

誘導には下記の仮定が入っている。

- (1) ドリフト間距離は、空間電荷波波長の $\frac{1}{4}$ にとっている。
- (2) 各空洞はすべて励振周波数に共振している。
- (3) 小信号動作である。
- (4) 空洞損失は無視している。

したがって、これらの点を考慮に入れると、3空洞、あるいは4空洞クライストロンでは、各段当たり約10～20db程度、それ以上の多空洞の場合は、小信号理論の限界を越えるので利得の増加は非常に少なく、ほとんどがバンド幅の増加を目的とした設計になる。

(2.33)において、 $n=2$, $n=3$ の場合と比較してみれば、2空洞の場合は-6db および $1/M > 0.8$ なる値をとるゆえ、 $40 \times \log_{10} M$ も負値をとり、この両者の 両利得の値が大きくなり、3空洞以上の場合に比較して、著しく利得の点で不利なことがわかる。

バンド幅をとるため、各空洞を離調せしめた場合、 $L_1=L_2=L_3 \dots = L_{n-1} = \frac{\pi}{2}$ のときを考えると、(2.23)の I'_n は次式で示される。

$$I'_n = \frac{U_1 M^{2(n-2)} \cos \delta_2 \cos \delta_3 \times \dots \times \cos \delta_{n-1}}{Z_0^{n-1} G^{n-2}} \dots (2.34)$$

したがって、このときの出力は、

$$\begin{aligned} W_0 &= \frac{U_1^2 M^{4n-4}}{8 Z_0^{2n-2} G^{2n-3}} \cos^2 \delta_2 \cos^2 \delta_3 \times \dots \times \cos^2 \delta_n \\ &= W_{0s} \cos^2 \delta_2 \cos^2 \delta_3 \times \dots \times \cos^2 \delta_n \dots (2.35) \\ \delta_2 &= -\tan^{-1} 2Q\delta_1, \delta_3 = -\tan^{-1} 2Q\delta_2, \dots, \delta_{n-1} = -\tan^{-1} 2Q\delta_{n-2} \\ \delta_n &= -\tan^{-1} 2Q\delta_{n-1} \end{aligned}$$

したがって、この場合の利得は次式で示される。

$$(gain)_{db} = (gain)_{db} + 20 \log_{10} (\cos \theta_2 \cos \theta_3 \times \cdots \times \cos \theta_n) \quad (2.36)$$

(2.36) の $(gain)_{db}$ は (2.33) の値をとり、また、第2項の括弧内は、ノより小なるゆえ、第2項は負値であって、これは各空洞を離調さすことによって生ずる利得の減少量を表わしている。

2.3.2 大信号動作

本章において、これまで取り扱ってきた理論はすべて電子速度および電流密度の交流成分は直流成分に比して十分小さいという仮定のもとに解析を進めてきた。しかし、大電力管の動作においては、出力側の最終ドリフト空間ではこの仮定は成立しなくなる。しかしながら、入力空洞より前段空洞までは前節に述べた小信号理論が成立すると考えて差しつかえない。したがって、この範囲においてはドリフト長は、

$$L = \frac{F \omega_p \ell}{u_0} = \frac{\pi}{2}$$

大信号動作において電子ビームの集群作用については ⁽²⁻⁴⁾ *Mikran*, ⁽²⁻⁵⁾ *Webber*, 其の他 ⁽²⁻⁶⁾ によって研究され、最大変換能率を得るには、 B ($B = \frac{\omega}{u_0} b$, b : ビーム半径) が 0.4 ~ 1.6 の範囲にでは B の値に応じて、 L を $40^\circ \sim 90^\circ$ の範囲に大きく変化させる必要のあることが明らかにされている。

Webber の理論にしたがえば、変換能率 η は、

$$\eta = \frac{V_n I_n' M}{2 V_0 I_0} \eta_c$$

ここで V_n は第 n 空洞に誘起する高周波電圧、 $I_n' M$ は第 n 空洞に誘起する高周波電流、 η_c は空洞の回路能率を表わす。

$V_n = V_0$ のとき、出力空洞を通過するビームに反転電子を生じ始めるので、最大変換能率 η_{max} はこのときの η を最大にする $\frac{I_n' M}{2 I_0}$ を

求めればよいことになる。*Webber* は $(\frac{I_n}{2I_0})_{\max}$ は B の値に関せず $\frac{FW_p}{\omega\alpha}$ のみの関数で、10%以内の誤差で *Bessel* 関数表示 $J_1(\frac{\alpha_{n-1}M\omega}{2FW_p})$ で表わされ、また、このときの最適ドリフト長 L は $\frac{FW_p}{\omega\alpha}$ が約0.5以上のときは $\frac{\pi}{2}$ でほぼ一定、それ以下のときは $\frac{\pi}{2}$ より小さくなることを理論的に示した。したがって、

$$\eta_{\max} = J_1(\frac{\alpha_{n-1}M\omega}{2FW_p}) \cdot M \eta_c \quad (2.37)$$

α_{n-1} : 第 $(n-1)$ 空洞における高周波電圧/ビーム電圧

さらに、*Webber* は (2.37) では不十分で、空間電荷による電子速度分散を考慮に入れた場合、*Disk Model* 法による理論検討の結果、次式の妥当なことを明らかにした。

$$\eta_{\max} = J_1(\frac{\alpha_{n-1}M\omega}{2FW_p})(1-0.6M\alpha_{n-1}) \cdot M \eta_c \quad (2.38)$$

$(1-0.6M\alpha_{n-1})$ なる補正は電子速度分散により、出力空洞間隙では直流ビーム電圧 V_0 まで、高周波電圧をとり得ないことに対する補正項である。

(2.38) の $\frac{\omega}{\omega_p}$, F を次式を使って簡易化する。

$$\frac{\omega_p}{\omega} = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{7I_0}{\epsilon_0 \pi b^3 u_0}} = \frac{\sqrt{3 \times 10^4 P}}{B} \quad (2.39)$$

ここで b : ビーム半径

P : パービアンズ $= \frac{I_0}{V_0^{3/2}}$

B : $\frac{\omega b}{u_0}$

F は B およびドリフト半径 a とビーム半径 b の比率により定まる係数であるが、(2.4.2 参照)、これを近似的につぎのように表わす。

$$F = \frac{B}{2} \quad (2.40)$$

(2.39) および (2.40) を用いて (2.38) を簡易化すると、

$$\eta_{\max} = \left[J_1(\alpha_{n-1} M \frac{1}{\sqrt{3 \times 10^4 P}}) (1-0.6\alpha_{n-1} M) \right]_{\max} M \eta_c \quad (2.41)$$

右辺の \max の意味は α_{n-1} , M , および P のいずれもが変数であるとき、括弧内の最大を求めることである。(2.41) よりパービアンズ P および向隙係数 M が与えられたとき、 ζ_{\max} を与える α_{n-1} を求めることができる。

P が非常に小さいとき、 ζ_{\max} を与える α_{n-1} も小になり、右辺の $(1-0.6\alpha_{n-1}M)$ の項は無視でき、 ζ_{\max} は J_n 項のみで支配され、 $M\zeta_{\max}$ 項を考えなければ理論値の 58% に近付く。

(2.41) より P が与えられたとき、 ζ_{\max} を与える α_{n-1} , M は近似的につぎのようにおくことができる。

$$\alpha_{n-1} \approx \frac{\sqrt{8 \times 10^{-6} P}}{M} \dots\dots\dots (2.42)$$

(2.42) より大電力クライストロンで通常用いられる 1~2 マイクロパービアンズでは、 $M=1$ のとき α_{n-1} の値は、0.28~0.40 となり、既に前段空洞でもかなり高い向隙電圧を生じていることがわかる。

2.4 周波数特性、バンド幅

多空洞クライストロンにおいて、利得は各空洞を単一周波数に同調せしめたとき最大になるが、この場合、バンド幅が非常に狭く、このような状態で動作させることは非常に少ない。バンド幅を広くとるために、クライストロンの各空洞を中心周波数より少しずつ離調せしめて、利得を犠牲にしてバンド幅を広げることが行われている。⁽²⁻⁷⁾

n 空洞クライストロンで全空洞を中心周波数 ω_0 に同調せしめたとき、 ω_0 の出力を W_{0s} とし、各空洞を $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$ に同調せしめたときの信

号周波数 ω の変化に対する出力特性の変化を求める。

$$\left. \begin{aligned} \omega &= (1+\sigma)\omega_0 \\ \omega_k &= (1+\delta_k)\omega_0 \\ 1 \leq k \leq n \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.43)$$

したがって

$$\omega = \frac{1+\sigma}{1+\delta_k} \omega_k \approx (1+\sigma-\delta_k)\omega_k \dots\dots\dots (2.44)$$

各空洞の負荷 Q の値をそれぞれ Q_1, Q_2, \dots, Q_n とし、

$$\gamma_k = -\tan^{-1} 2Q_k(\sigma - \delta_k) \dots\dots\dots (2.45)$$

とおくと、中心周波数 ω_0 における出力は(2.35)と同様に表わし得るが、 W_{os} は(2.32)より明らかに Z_0^{2n-2} なる項を分母に含んでいる。

また、 Z_0 は(2.6)より ω に逆比例するゆえ、周波数が ω_0 より変化したとき、この周波数変化による係数としては、 $(\frac{\omega}{\omega_0})^{2n-2} = (1+\sigma)^{2n-2}$ がかかると考えてよい。したがって、各空洞を離調せしめ、かつ、励振周波数が中心周波数より変化したときの出力は、次式で表わし得る。

$$W_o = W_{os} (\cos^2 \gamma_1 \cos^2 \gamma_2 \times \dots \times \cos^2 \gamma_n) (1+\sigma)^{2n-2} \dots\dots\dots (2.46)$$

(2.46)は、また、つぎのように書き換えられる。

$$\begin{aligned} W_o = W_{os} \left\{ 1 + 4Q_1^2(\sigma - \delta_1)^2 \right\}^{-1/2} \left\{ 1 + 4Q_2^2(\sigma - \delta_2)^2 \right\}^{-1/2} \dots \left\{ 1 + 4Q_n^2(\sigma - \delta_n)^2 \right\}^{-1/2} \\ \times (1+\sigma)^{2n-2} \dots\dots\dots (2.47) \end{aligned}$$

各空洞の Q および δ の値を用いて周波数に対する出力変化を(2.47)を用いて計算することができる。

1) $\delta_1 = \delta_2 = \dots = \delta_n = 0$ のとき

$$W_o = W_{os} (1 + 4Q_1^2\sigma^2)^{-1/2} (1 + 4Q_2^2\sigma^2)^{-1/2} \times \dots \times (1 + 4Q_n^2\sigma^2)^{-1/2} (1+\sigma)^{2n-2} \dots\dots\dots (2.48)$$

さらに、出力空胴を除いて各空胴の Q 値が等しいと考えてよいから、これを単に Q と表わすと、

$$\frac{W_o}{W_{os}} = \frac{(1+\sigma)^{2n-2}}{(1+4Q^2\sigma^2)^{n-1}(1+4Q^2\sigma^2)} \dots\dots\dots (2.49)$$

$(2Q\sigma)^2 \ll 1$ および $\sigma \ll 1$ 、したがって (2.49) は近似的につぎのごとく表わし得る。

$$\frac{W_o}{W_{os}} = \frac{1}{(1+4Q^2\sigma^2)^{n-1}}$$

$W_o/W_{os} = 1/2$ になる場合の σ は

$$\sigma = \pm \frac{\sqrt{2^{1/(n-1)} - 1}}{2Q} \dots\dots\dots (2.50)$$

(2) $\delta_1, \delta_2, \dots\dots\dots \delta_n$ が等しくない場合

$$1+4Q_k^2(\sigma - \delta_k)^2 = a_k$$

とおくと、(2.47) より

$$\frac{W_o}{W_{os}} = \frac{(1+\sigma)^{2n-2}}{a_1 a_2 \dots\dots a_n} \dots\dots\dots (2.51)$$

① 2空胴クライストロン、

$$\delta_1 = -\delta_2 = \delta, \quad Q_1 = Q_2 = Q \quad \text{のときには、}$$

σ の変化に対する W_o の変化は、ほとんど分母によって支配されるので、

$$\frac{\partial(a_1 a_2)}{\partial \sigma} = 0$$

より $\frac{W_o}{W_{os}}$ の極値を与える σ を求めると、

$$\sigma = 0$$

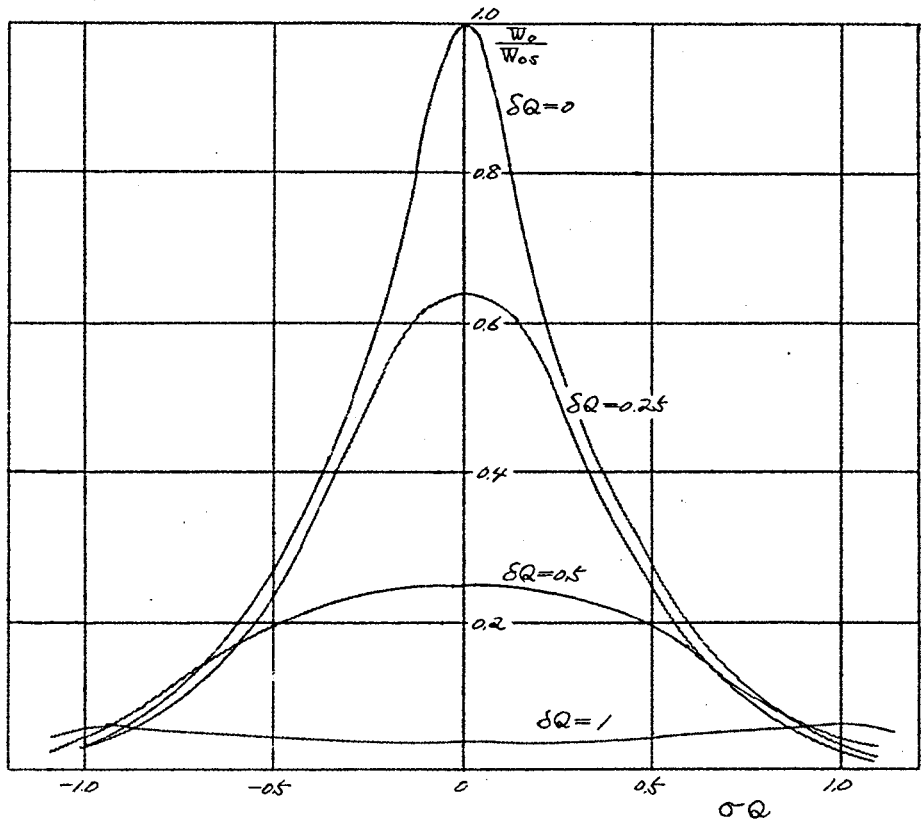
および
$$\sigma = \pm \frac{1}{2Q} \sqrt{(2\delta Q)^2 - 1} \dots\dots\dots (2.52)$$

すなわち、

$2\delta Q < 1$ のとき 単峰特性

$2\delta Q > 1$ のとき 双峰特性

δQ の値をパラメーターとしての周波数特性を第 2.24 に示す。



第 2.24 2 空洞クライストロンの周波数特性

また、バンド幅を求めるため、 $f(\sigma) = a, a_2$ なる σ の関数を考え、(2.51) で分子の項は余り変化がないゆえ、 $\sigma = 0$ のときの出力に対し、その $\frac{1}{2}$ になるときの σ を求めると、

$$\frac{W_0}{W_{0s}} = \frac{1}{f(\sigma)} = \frac{1}{2f(0)} \dots\dots\dots (2.53)$$

すなわち、 $f(\infty) = 2f(0)$ なる条件は、 W_0 が中心周波数出力の $\frac{1}{2}$ になる条件である。

このときの σ は、

$$\sigma^2 = \frac{(2Q\delta)^2 - 1 \pm \sqrt{2(2Q\delta)^4 + 2}}{4Q^2}$$

上式の \pm の符号は、物理的に σ^2 は負値をとり得ないから、 $(2Q\delta)^2 - 1$ と $\sqrt{2(2Q\delta)^4 + 2}$ の大きさを比較することによって正符号をとり、 σ の値としては、

$$\sigma = \pm \frac{\sqrt{(2Q\delta)^2 - 1} + \sqrt{2(2Q\delta)^4 + 2}}{2Q} \dots\dots (2.54)$$

② 3空胴クライストロン

$\delta_1 = 0, \delta_2 = -\delta_3 = \delta, Q = Q_1 = Q_2 = Q_3$ の場合を考えると、

2空胴の場合と同様にして、

$$\frac{\partial(a, a_2, a_3)}{\partial \sigma} = 0$$

より極値を求めると、

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= 0 \\ \sigma^2 &= \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{(2Q)^2} \left[\{2(2Q\delta)^2 - 3\} \pm (2Q\delta) \sqrt{(2Q\delta)^2 - 1/2} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots (2.55)$$

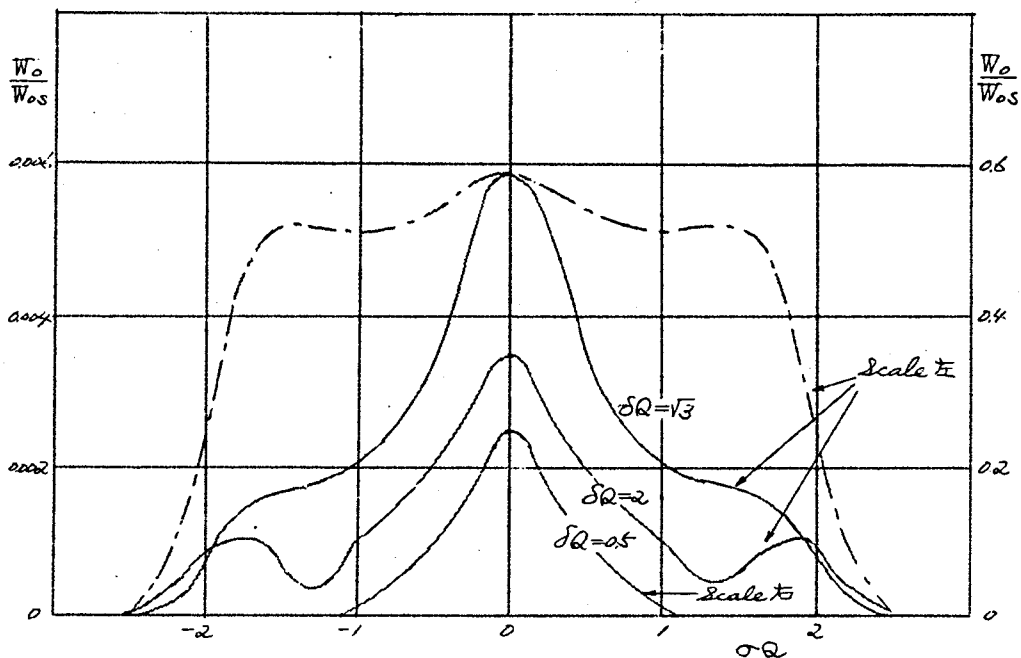
したがって、

$2Q\delta < 2\sqrt{3}$ のとき 単峰特性

$2Q\delta > 2\sqrt{3}$ のとき 3峰特性

δQ をパラメーターとしての周波数特性を第2・3図に示す。

この場合のバンド幅 σ は簡単に数式では表わされず、数値計算によらなければならないが、第2・3図より明らかに $\delta Q = \sqrt{3}$ の特性がバンド幅をとるのに最も好ましいが、中央のピークが高過ぎ



第2・3図 3空洞クライストロンの周波数特性

るので、これをおさえるため、 $\delta_f = 0$ に相当する空洞の負荷を大きくして Q を下げることによって、さらに平坦な特性を得ることができる。その例として、 $\delta Q = \sqrt{3}$ の場合に中心周波数の空洞の Q のみ $\frac{1}{2}$ に低下させると、そのときの特性を同図鎖線にて示すごとく、きわめて平坦な特性を得る。

しかし、実際の使用上よりみて、出力の絶対値は W_{os} に比して著しく小になるため δQ をこのような条件で使用することはきわめて不利であり、現実的でない。通常は $\delta Q = 0.5$ の曲線で示せるごとく単峰特性を使用すべきである。

一般に、 n 空洞の場合の総合周波数特性は、(2・51)より数値計算によって求める必要がある。

(2・33)より、多空洞クライストロンの空洞増加することにより

よる利得の増加は、 $20 \log_{10} \frac{M^2}{Z_0 G}$ で表わされるが、空洞を離調することによる利得の減少があるので、このときのノ段当たり利得の増加は次式で示される。

$$A = 20 \log_{10} \frac{M^2}{Z_0 G} - 10 \log_{10} Q_k + 20 \log_{10} (1 + \sigma) \dots (2.56)$$

2.5 高周波部設計パラメーター

2.2~2.4において、無条件に用いてきた間隙係数、プラズマ低減係数、ビームコンダクタンス等は、クライストロンの高周波部設計には非常に重要であつて、これらの数値の選定方法について述べる。

2.5.1 空洞間隙係数 ⁽²⁻⁸⁾

無格子空洞間隙の間隙係数 M は、半径方向の位置および間隙寸法により定まり、次式で与えられる。

$$M = M_r - M_d \dots (2.57)$$

M_r はドリフト管内径 $2a$ 、および半径位置 r によって定まり、高周波電界が半径位置によって大きさが変わるための係数であり、また、 M_d は間隙の電子走行時間による影響を表わしている。したがつて、格子付間隙の場合、 r 方向に電界は均一と考えられるので、 $M_r = 1$ であり、 M_d のみを考えればよい。

$$M_r = \frac{I_0 \left(\frac{\omega r}{u_0} \right)}{I_0 \left(\frac{\omega a}{u_0} \right)} = \frac{I_0(R)}{I_0(A)} \dots (2.58)$$

$$M_d = J_0 \left(\frac{\omega d}{2u_0} \right) - J_0 \left(\frac{D}{2} \right) \quad (\text{尖端 knife edge のとき})$$

..... (2.59)

$$M_d = \frac{\sin \frac{\omega d}{2u_0}}{\frac{\omega d}{2u_0}} = \frac{\sin \frac{D}{2}}{\frac{D}{2}} \quad (\text{尖端肉厚のとき}) \dots (2.60)$$

J_0, I_0 はそれぞれベッセル関数、変形ベッセル関数を表わす。

空洞の設計には、尖端をとがらせる場合が多いので、(2.59)を多く用いる。 M_r が r の関数であるため、半径 b なるビームを用いるときは、間隙係数としてはその平均値 \bar{M} を用いる。

$$\begin{aligned} \bar{M} &= J_0\left(\frac{D}{2}\right) \frac{\frac{2\pi}{\pi B} \int_0^B R I_0(R) dR}{I_0(A)} \\ &= J_0\left(\frac{D}{2}\right) \frac{2I_1(B)}{BI_0(A)} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \bar{M} &= J_0\left(\frac{D}{2}\right) \frac{2\pi}{\pi B} \int_0^B R I_0(R) dR}{\dots (2.61)} \right\}$$

ここに $D = \frac{\omega d}{u_0}, A = \frac{\omega a}{u_0}, B = \frac{\omega b}{u_0}$

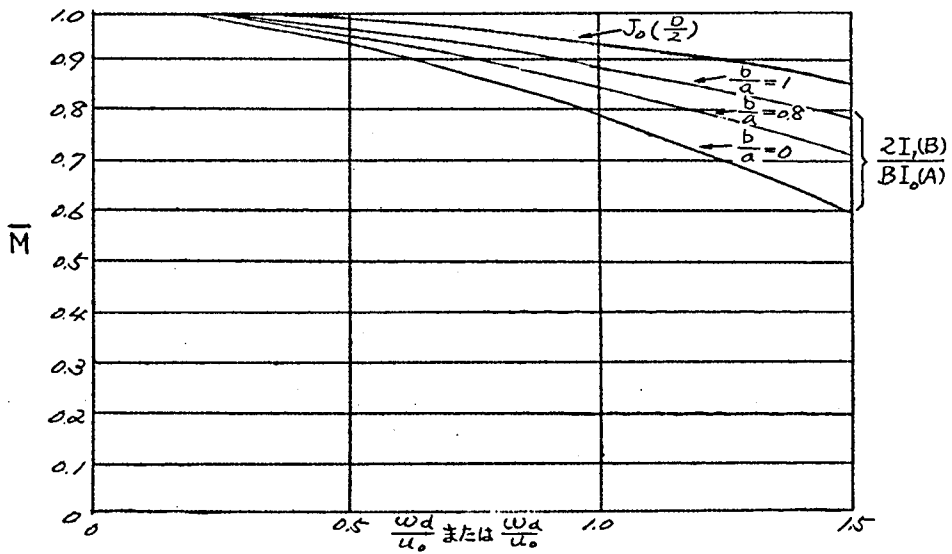
ビーム半径がドリフト管半径に等しい場合、間隙係数は最も大きい。ビームの透過の点より $b/a = 0.6 \sim 0.8$ 程度に設計を行なうべきである。

設計上 α の値は小なる程 M_r は1に近づき好ましい傾向になるが、これを制約するのはビーム透過と電子銃の設計である。また、 M_d は間隙が空洞の等価容量の主要部をしめることによって、これまた、制限を受ける。実際の設計においては、できた空洞寸法に対して \bar{M} が0.8以上になるよう、考慮を払うべきである。

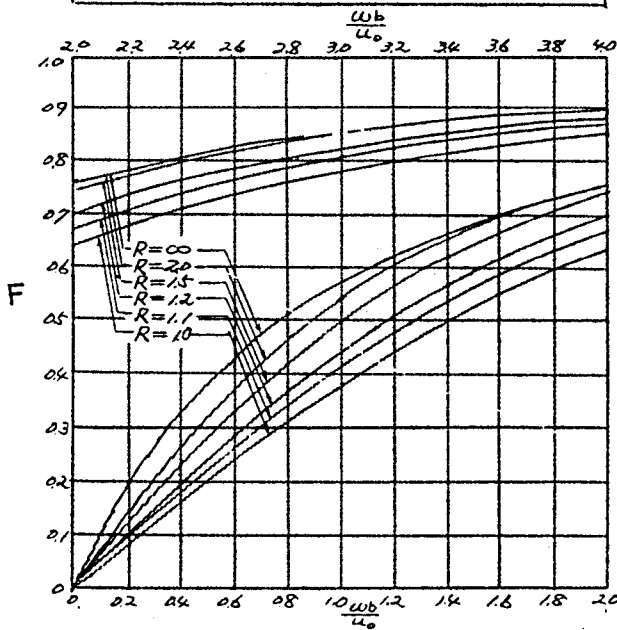
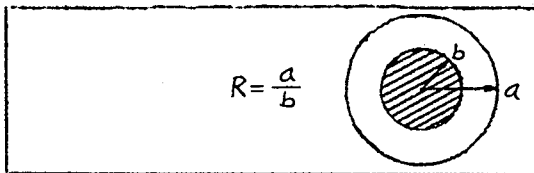
第2.4図に \bar{M} の計算図表を示す。

2.5.2 プラズマ低減係数

プラズマ低減係数 F は Branch および ⁽²⁻⁹⁾Mikran によって計算されており、 $\frac{\omega b}{u_0}$ と b/a の関数である。 $\frac{\omega b}{u_0}, \frac{b}{a}$ は他の設計要求事項



第2.4図 空洞間隙係数



第2.5図 フラズマ低減係数

によって決定されるので、 F の値としては、
0.5 以下の値になり、
近似としては、

$$F = \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega b}{u_0} \quad \dots\dots\dots (2.62)$$

を用いることができる。

F の値を第2.5図に示す。

2.5.3 ドリフト管内径

ドリフト管半径は電子銃部の設計と照合して決めなければならない。 a が小さいとビーム透過が困難となり、有効電子流が減少する。一方 a が大きくなると、空洞間隙係数が低下し、ビーム負荷コンダクタンスも大きくなる。さらに、ドリフト管はこれを通して高周波電力のフィードバックを防止するため、ドリフト管を円形導波管と考えたとき、使用周波数でカットオフ以下になるような考慮が払われるべきである。すなわち、軸対称最低次モードとしての $TM_{0,1}$ モードを考えて、その遮断波長の関係式⁽²⁻⁶³⁾は次式で表わされる。

$$ka = p_{0,1} \quad (2.63)$$

ここで、 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 、 $p_{0,1}$ はベルセル関数 J_0 の最初の根であり、その値は 2.405 である。

(2.63) を計算すると、

$$\lambda > 1.306 \times (2a) \quad (2.64)$$

(2.64) を満足するよう、ドリフト管半径 a を選ぶ必要がある。

上式は、さらに書き改めると、

$$\frac{\omega a}{u_0} < \frac{c}{u_0} \times 2.405 \quad (2.65)$$

$\frac{c}{u_0} > 1$ の条件を考えると、(2.65) は無格子の場合の間隙係数低下により制限を受ける条件よりもはるかにゆるい条件であり、実用上はフィードバックを考慮に入れる必要はほとんどない。実用上、 a としては、

$$0.5 < \frac{\omega a}{u_0} < 1.5 \quad (2.66)$$

が多く用いられる。

2.5.4 ビーム負荷コンダクタンス (2-11)

ビーム負荷コンダクタンス G_B は次式により与えられる。

$$\frac{G_B}{G_0} = \frac{1}{2} M_d \left[\frac{A I_1(A) \{I_0^2(B) - I_1^2(B)\}}{I_0^3(A)} - \frac{I_1^2(B)}{I_0^2(A)} \right] + \frac{1}{2} M_d \gamma \frac{I_0^2(B) - I_1^2(B)}{I_0^2(A)} \quad (2.67)$$

ここに、

$G_0 = \frac{I_0}{V_0}$, M_d は (2.59) または (2.60) で与えられ、

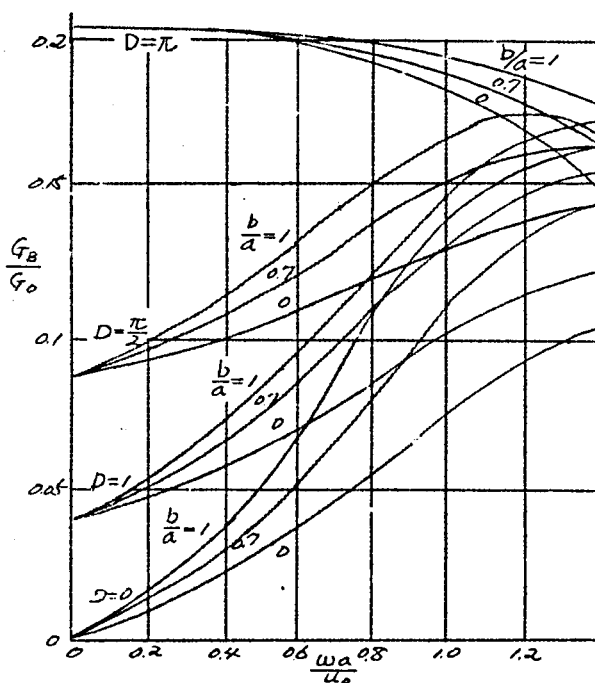
さらに、 γ は次式で表わされる。

$$\gamma = \frac{\sin \frac{D}{2}}{\frac{D}{2}} - \cos \frac{D}{2} \quad (2.68)$$

$$\gamma = \frac{D}{2} J_1\left(\frac{D}{2}\right) \quad (2.69)$$

(2.68) は (2.60) に対応する γ であり、(2.69) は (2.59) に対応する γ を表わす。

$\frac{G_B}{G_0}$ を第2.6図に示す。



第2.6図 ビーム負荷コンダクタンス

2.6 結 言

多空胴クライストロンの集群電子流を最も一般的な n 空胴の場合に拡張して求め、これを基礎にして利得および出力を誘導した。

その結論として、多空胴クライストロンの n 段当たりの利得は、電子ビームの特性インピーダンス Z_0 と、全等価空胴コンダクタンス G の積に逆比例し、間隙係数 M の2乗に比例することを示した。理論的には n 段当たり 20 db は十分とり得るが、実際には各種の要素によりそれよりもかなり低下する。また、2空胴クライストロンは利得の点で3空胴以上の場合に比して、利得において著しく不利であることを示した。

さらに、大電力になった場合、出力はビーム電圧によって制限されるので、この場合の取り扱いを述べ、これと前記小信号時の利得の誘導式との関連を求めた。

また、特性上非常に重要なスタガー同調時の周波数特性およびバンド幅の算定式を誘導し、最も簡単な2空胴、3空胴の場合、スタガー同調を行なうことによって、バンド幅が増加することを数値計算例で示した。

第 3 章 電 子 銃

第3章 電 子 銃

3.1 序 言

電子ビーム発生源としての電子銃は、大電力管においては、一般に集束型を用いる。真空管出力が大きくなるに伴い、それに必要な陰極電流はますます大きくなり、陰極単位面積当たりの負荷を軽減するため、陰極自体は比較的大きく設計して静電集束系を用いて細い電子ビームに集束する。

この種の電子銃としては、*Pierce* の理論による電子銃構造がなく用いられている。*Pierce* の理論による電子銃は比較的パービアンスの低い小電力の場合は、理論的に理想構造に近い形状をとることができるので、設計的取り扱いが容易であるが、大電力管になり陰極面積が大きく集束角も大きくなり、さらにビーム透過のために必要な陽極孔も大きくなると、*Pierce* の理論の最も基礎となっている同心球面間の電流理論から着しく離れ、設計的取り扱いがさわめて困難になってくる。

さらに、大電力管においては、陽極、陰極間にさわめて高い電圧が加わるため、動作時に耐圧不良によるスパークの事故を避けるためにも、電極間隙に十分の余裕をみる必要があり、これが集束電極としてのウェーネルトの設計をさらに困難にする。このため、大電力管の電子銃の設計はほとんど電界槽による実験、あるいは試作球による *cut and try* の修正に依存している状況である。

さらに、電子銃構造に関連して陽極孔を出たビームを磁気集束系に移行せしめる過渡部分の設計も、最も経済的なフリルアン集束においては、磁界は *step function* として立ち上がることを仮定してい

る。しかし、実際の構造においては磁界の立ち上がり部は尾を引くため、このような場合の最適入射条件も不明確である。

本章においては、大電力管としての電子銃部の設計はいかに実施すべきかを論じてみる。

3.2において、まずパービアンスの決定にあたって考慮すべき事項を論じ、3.3では従来よりのピアース型電子銃の設計理論を述べ、3.4にて大電力管電子銃設計法を設計手順にしたがって述べ、特に入射角と最小ビーム半径 r_m 、およびその位置 z_m との関係性を論じ、さらに集束磁界の立ち上りの影響について考察した。

3.2 パービアンスの決定

与えられた出力仕様に対して、まず設計上問題となるのは、ビーム電圧および電流の決定をいかにして行なうかである。

ビーム電圧 V_0 、ビーム電流 I_0 、全総合効率 η 、出力 W_0 との間にはつぎの関係式が成立する。

$$W_0 = \eta V_0 I_0 \quad (3.1)$$

η は設計すべき球の構造が一応予想された場合、目安として仮定することが可能である。特に大電力管の場合、 η はほとんど出力空洞の交換効率によって決定され、2.3.2に述べたように、 η_{max} は理論的には58%まで可能であるが、普通30~40%と一応仮定して直流入力と決定する。

また、パービアンス P と V_0 、 I_0 の間にはつぎの関係が成立する。

$$I_0 = P V_0^{\frac{2}{3}} \quad (3.2)$$

したがって、 V_0 、 I_0 の分配は換言すればパービアンスをいかに選

定するかは帰着する。パービアンスの決定に当たって考慮すべき要素を以下説明する。

(1) 陰極電流の集束

陰極より放出された電子流は静電的に集束されて、高周波動作部に入射されるが、陰極単位面積当たりの取り得る電子流密度に制限があるため、電子銃は必然的に集束型になり、一般に用いられる。

ピアース型電子銃の場合、集束角 θ はパービアンスの増大とともに急速に増大する。 θ の増大は電子銃の設計を非常に困難化する。

(2) 陰極電子流密度

陰極材料によって取り得る電流密度は必然的に規定される。純金属陰極の場合、陰極温度によって電流密度は明確に決定されるが、電子放射効率が低い。酸化物系陰極はこれに比して、はるかに高い電流密度をとることができるので、最近は主としてこれを用いるようになってきている。

さらに、電流密度の決定には長時間の寿命を考え、十分安全率をみて電流密度を決定しなければならない。

(3) 高周波部設計におよぼす影響

第2章に述べたように、空洞間隙係数 M 、ビーム負荷コンダクタンス G_B 、ドリフト長 L 、等の高周波部設計パラメーターは、すべてビーム電圧 V_0 で支配される電子速度 $u_0 = \sqrt{2\eta V_0}$ を含んでいる。 M 、 G_B は u_0 、すなわち、 V_0 を高く送ぶことによって、好ましい方向にもっていくことができるが、 L は長くなる。また、 V_0 が非常に大きくなると、相対論的な考慮も必要である。

(4) ビームの集束

スリルアン集束条件における磁界の強さは次式で与えられる。⁽³⁻¹⁾

$$B_p = 8.30 \times 10^{-4} \frac{I_0^{\frac{1}{2}}}{b V_0^{\frac{1}{2}}} \dots\dots\dots (3.3)$$

ここで、 b は、フリルアン集束状態におけるビーム半径である。
上式より明らかに I_0 を小に、 V_0 を大にした方が集束磁界は小さくてよい。

(5) 陰極、陽極間の絶縁耐力

パービアンスは集束角 θ と陰極および陽極の曲率半径比との関数である。陰極、陽極間の距離が小になった場合、特にパルス管においては、高圧による真空中の絶縁破壊に耐え得るよう考慮しなければならぬ。

最も間隙の小さい陽極、ウェーネルト間が重要で、少くとも 100 kV/cm 以上の電位傾度をとるようにすべきである。(8.3参照)

以上の各項を考慮にいれて、現在大電力管ではビームパービアンスは2~3マイクロパービアンス以下に設計するのが妥当である。

3.3 ピアース型電子銃の設計理論

ピアース型電子銃の基礎は古く *Langmuir* および *Blodgett* ⁽³⁻²⁾ によって与えられた同心球面間の空間電荷制限電子流の式を用いている。

陰極半径 \bar{r}_c 、陽極半径 \bar{r}_a としたときの電子流 I は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} I &= \frac{16\pi\epsilon_0}{9} \sqrt{2\eta} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{(-\alpha)^2} \\ &= 29.33 \times 10^{-6} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{(-\alpha)^2} \dots\dots\dots (3.4) \end{aligned}$$

$(-\alpha)^2$ は \bar{r}_c/\bar{r}_a の関数であって第3.1表によって与えられている。

\bar{r}_c/\bar{r}_a	$(-\alpha)^2$	\bar{r}_c/\bar{r}_a	$(-\alpha)^2$	\bar{r}_c/\bar{r}_a	$(-\alpha)^2$
1.0	0.0000	1.6	0.2968	2.6	1.712
1.05	0.0024	1.7	0.394	2.7	1.901
1.1	0.0096	1.8	0.502	2.8	2.098
1.15	0.0213	1.9	0.621	2.9	2.302
1.2	0.0372	2.0	0.750	3.0	2.512
1.25	0.0571	2.1	0.888	3.2	2.954
1.3	0.0809	2.2	1.036	3.4	3.421
1.35	0.1084	2.3	1.193	3.6	3.913
1.4	0.1396	2.4	1.358	3.8	4.429
1.45	0.1740	2.5	1.531	4.0	4.968
1.50	0.2118				

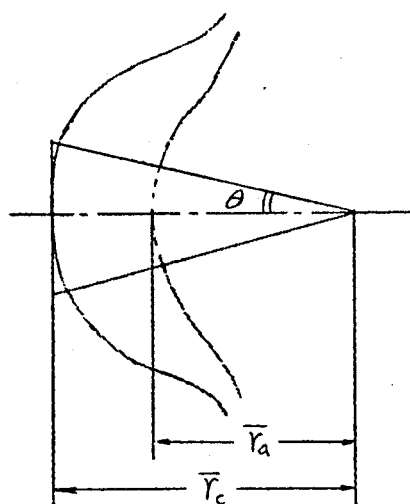
第3・1表

第3・1図のごとく半角 θ なる円錐部のみを考えると、電子流は下記の式で表わされる。

$$I_0 = \frac{1 - \cos \theta}{2} I$$

$$I_0 = 14.67 \times 10^{-6} \frac{1 - \cos \theta}{(-\alpha)^2} V_0^{\frac{3}{2}} \quad \dots\dots\dots (3 \cdot 5)$$

(3・5) は集束型軸対称ビームを得るための電子銃の基礎式となるが、実際の電子銃においても、



第3・1図 同心球面型極管構造

これが成立するために必要な条件を *Pierce* はつぎのように明らかにした。⁽³⁻³⁾

- (1) 陰極、陽極間の全域において、電圧 V_r は常に下記の内容を満足しなければならぬ。

$$V_r = V_a \left[\frac{(-\alpha_r)^2}{(-\alpha_a)^2} \right]^{\frac{2}{3}} \dots\dots\dots (3.6)$$

ここに、 V_a はアノード電圧、 V_r は半径 \bar{r} なる点の電圧、 $(-\alpha_a)^2$ および $(-\alpha_r)^2$ はそれぞれ $\frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a}$ 、 $\frac{\bar{r}_c}{\bar{r}}$ の関数で、第3・1表によって与えられる。

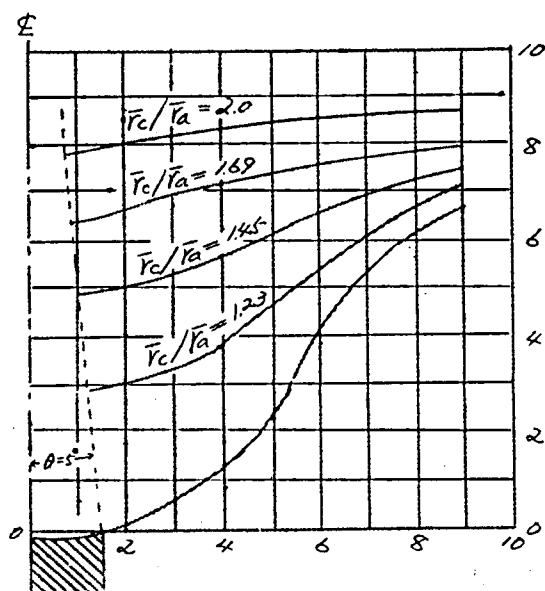
- (2) ビーム中において、 θ 方向の電圧傾度とは0である。

$$\frac{dV}{d\theta} = 0 \dots\dots\dots (3.7)$$

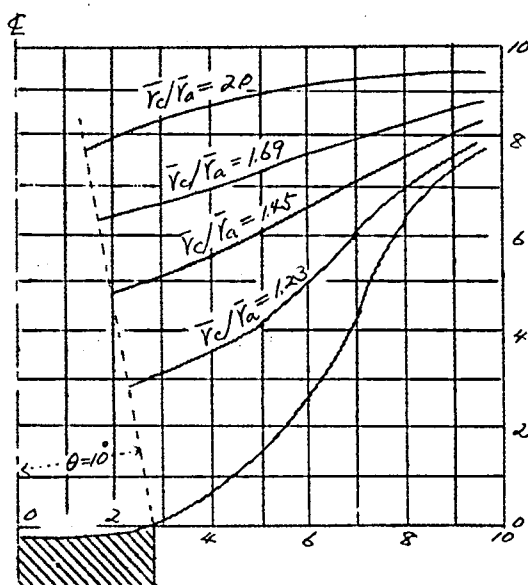
(3.6)、(3.7) の条件はビーム中およびビーム周辺の境界面においても成立する必要がある、これに必要な電極形状は実験的に求めなければならぬ。

Spangenberg はこれらの電極形状の代表的な例を公表している。⁽³⁻⁴⁾ これを参考に、第3・2、3・3、3・4、3・5図に示す。

つぎに、実際の電子銃構造においては、陽極は理想的な球面でなく、電子ビームを通すための陽極孔が必要であり、第3・6図に示せるごとく、陽極孔がビームに対して発散レンズの役割を果たすため、0 点に集束すべきビームは F 点に集束する。実際は、電子ビームの空間電荷効果によってさらに発散し、 Z_m 点においてビーム半径は最小 r_m となり、それ以後集束磁界のない場合は発散する。

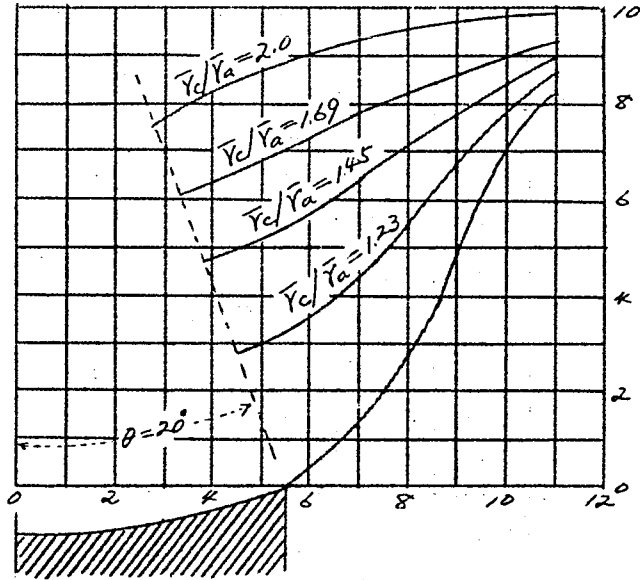


第3·2圖 楔角 5°



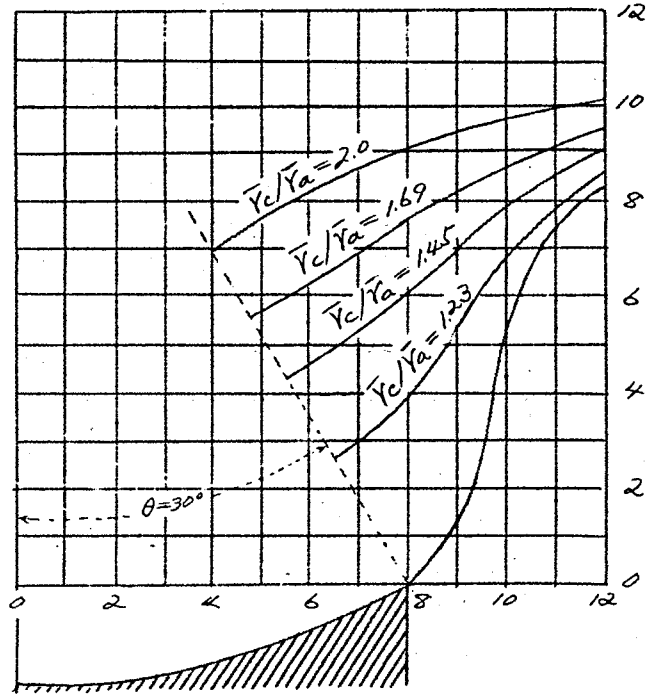
第3·3圖 楔角 10°

±

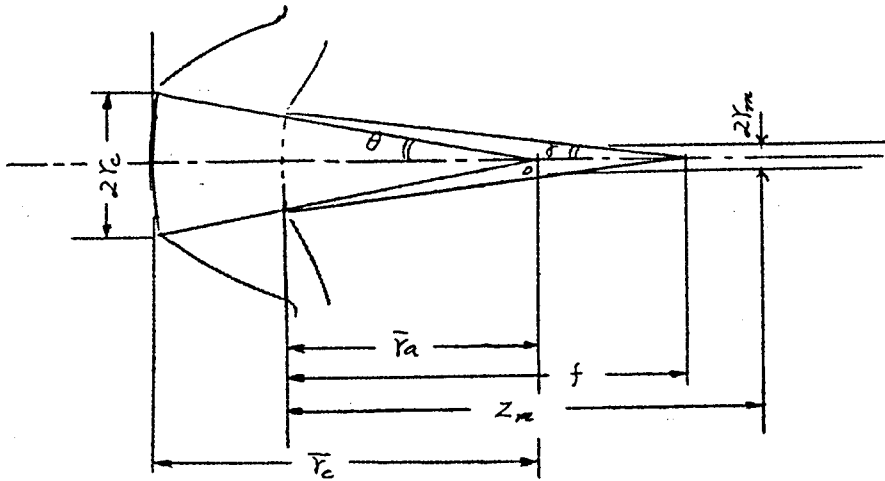


第3·4圖 集束角 20°

±



第3·5圖 集束角 30°



第3・4図 ヒアース型電子銃の基本構造

3.4 大電力管電子銃の設計法

前節に述べた理論は、陽極孔が十分小さく、パービアンスもノマイクロ以下の値ときは比較的適用が容易であり、また測定結果も理論とよく一致する。⁽³⁻⁵⁾ 大電力管の場合はこれに反し、陽極孔が大きく、電極形状も高電圧のため、耐圧の点、機械的支持等のため着しく形状が相異し、電子銃設計にあたっての一貫せる方針がなく、*cut and try* によることが多かったが、以下実際の大電力管電子銃試作のデータ及び経験をもとにして、最も容易な設計法について述べてみる。

(1) パービアンスの決定

これについては既に3・2において述べた。

(2) 陰極直径 r_c の決定

必要なビーム電圧 V_0 、ビーム電流 I_0 はパービアンスの決定によって与えられる。

このとき、陰極面積 S は次式で与えられる。

$$S = \frac{I_0}{j} \dots\dots\dots (3.8)$$

j は陰極単位面積当たりの電流密度であって、陰極材料、動作状態 (CW、あるいはパルス) および陰極寿命等を考えて決定されるべきものである。

通常 j の値としては、連続使用で $0.1 \sim 0.5 A/cm^2$ 、パルス使用で $1 \sim 10 A/cm^2$ と可成りない幅をもっているが、設計上許し得る範囲で低い値をとることが望ましい。(3.8) によって S が決定できれば、陰極半径 r_c は次式により決定される。

$$r_c = \sqrt{\frac{S}{\pi}} \dots\dots\dots (3.9)$$

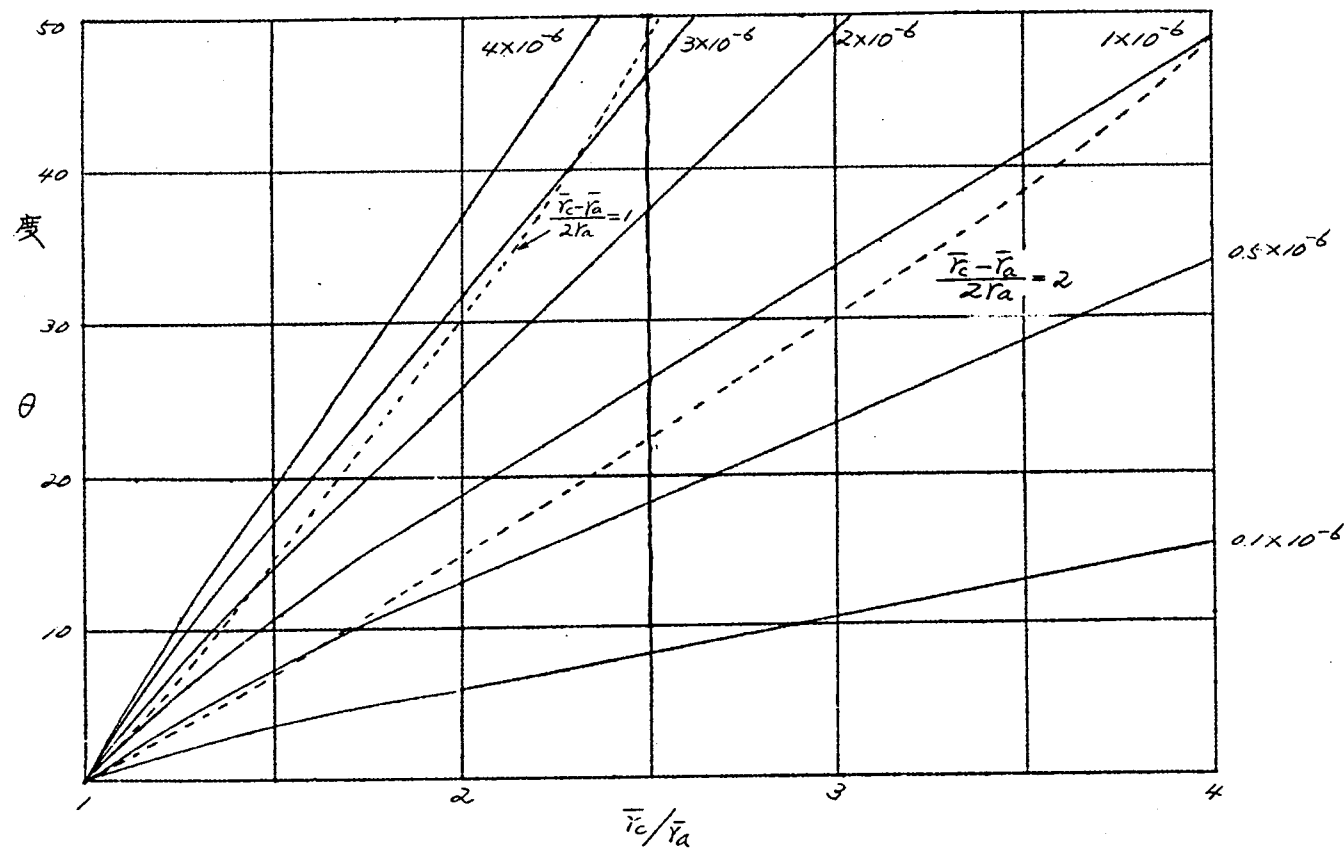
(3) \bar{r}_c/\bar{r}_a , および θ の決定

パービアンس P が決まれば、 \bar{r}_c/\bar{r}_a , θ は (3.5) より次式の関係を満たさなければならぬ。

$$P = 14.67 \times 10^{-6} \frac{1 - \cos \theta}{(-\alpha)^2} \dots\dots\dots (3.10)$$

(3.10) の $(-\alpha)^2$ は、第 3.1 表に表わされ、したがって、ある P の値に対して、 \bar{r}_c/\bar{r}_a および θ の決定は無数の組合わせがある。第 3.7 図にパービアンスをパラメーターとして \bar{r}_c/\bar{r}_a と θ の関係を図示した。

高いパービアンスを得るには、 \bar{r}_c/\bar{r}_a を小さく、 θ を大きく送る必要があるが、これにはつぎのような制限を伴う。すなわち、 \bar{r}_c/\bar{r}_a を小にすれば、陰極と陽極の距離が小になり、陽極孔の影響が陰極面にまでおよぶことになり、ピアース型電子銃としての基本的な要求機



第3・7図 パービアンスをパラメーターとせる陰極・陽極曲率半径比と集束角の関係

能をそこなうのみならず、陰極面の各部分における電子放射が陰極前面の電界の相異によって差を生じ、局部的な陰極の過負荷を生じて寿命に悪影響を与える。また、 θ の値が大きくなると電子の集束に対する困難性が増大する。

陽極孔の半径を r_a としたとき、陽極、陰極間の距離 $\bar{r}_c - \bar{r}_a$ が $\ll r_a$ より大きい場合は、陽極孔の陰極におよぼす影響はほとんどないと考えてよいが、これより小になり、 $\approx r_a$ に近づくにつれて、その影響は大きくなり、 $\approx r_a$ より大きくなると電子銃としては余程特殊な電極構造を用いないと、良好な集束を得ることが困難である。

第3・7図に $\bar{r}_c - \bar{r}_a / 2r_a$ が \approx および \nearrow の場合を点線で示した。図より明らかにパービアンスが $\nearrow \times 10^{-6}$ 以下の場合は陽極孔の影響はほとんどないが、それより増加するにつれ影響が表われ、パービアンスが 3×10^{-6} 以上の電子銃の設計がきわめて困難であることを知ることができる。

以上の理論の結論として高パービアンスの電子銃の $\frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a}$ および θ の決定には $\frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a}$ の値としては \approx 以上、 θ としては 40° 以下の適当な値を選ぶことが望ましい。

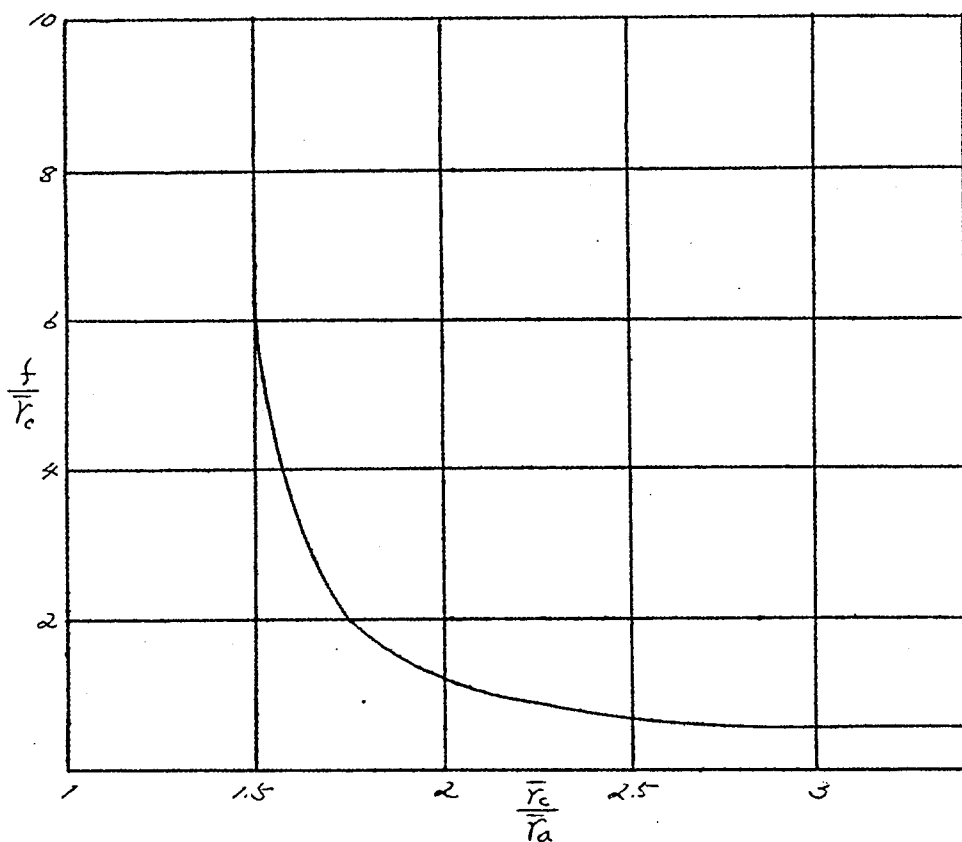
(4) 焦点距離の検討

(1)より(3)までの手段によって電子銃としての設計基礎となる寸法が決定できるのであるが、つぎに陽極孔を出たビームを磁気集束系に移行せしめるための検討がなされねばならない。

まず、第ノに、陽極孔を出たビームの磁界および空間電荷発散力を考えない場合の焦点距離の問題である。陽極孔はビームに対してレンズとしての機能を行ない、陽極より焦点までの距離は、第3・6図で \bar{r}_a から f に変化する。 f は電子幾何光学理論を用いて求めることが

(3-6)
 でき、ここでは結果のみを第3・8図に示す。これを用いて θ および
 γ の関係式より γ を求めることができる。

$$\frac{\sin \theta}{\sin \gamma} = \frac{f}{r_a} = \frac{f}{r_c} \cdot \frac{r_c}{r_a} \dots\dots\dots (3 \cdot 11)$$



第3・8図 焦点距離の求め方

この γ はつぎに述べる Z_m 、 r_m を求めるのに必要である。

(5) Z_m および r_m

(4)で求めた f は実在する焦点を意味しない。実際のビームは空間電荷力により発散する。求め得たのは中心軸より半径 r_a なる位置のビームは入射角 γ をもって入射するという結果である。このようなビー

ムが陽極孔通過後どのような運動をするかを検討してみる。

磁界及び電界の影響を受けた近軸電子線の運動方程式は次式で表わされる⁽³⁻⁷⁾。

$$r'' + \frac{V'}{2V} r' + \left(\frac{V''}{4V} + \frac{2B_z^2}{8V} - \frac{2B_c^2 r_c^2}{8V r^2} \right) r - \frac{I_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{V}V_z} \frac{1}{r} = 0 \quad (3.12)$$

上式において、 r'' , V' , V'' は Z 軸方向への偏微分 $\frac{\partial}{\partial z}$, $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ を表わし、さらに

r : 中心軸より電子までの半径位置

r_c : 陰極における電子の出发点の半径位置

B_z : Z 軸上における Z 方向の磁界で、ビーム断面内で均一とする。

B_c : 陰極面上における磁界

V : 中心軸上における電位分布

I_0 : ビーム電流で、電流密度はビーム断面で均一とする。

陽極孔通過後、電位は一定と考えられるので、 $V' = V'' = 0$ 、また、磁界のない場合を考えると、 $B_c - B_z = 0$ 、したがって、(3.12) は簡易化されて、つぎのように表わされる。

$$r'' - \frac{I_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{V}V_z} \frac{1}{r} = 0 \quad (3.13)$$

入射角 γ をもって入射せるビームは、以後空間電荷力の作用のみを受け、入射口より z_m の距離にて最小半径 r_m に到達し、以後再び発散する。このビームの軌道は、ビーム発散曲線 (universal beam spread curve) によって表わされる。ビーム軌道は半径 r_m なる点を境として、前後で完全に対称であるゆえ、微分方程式を解くにあ

たつて境界条件を与えるのに都合のよい r_m なる半径に到達した以後のビーム軌道を求める。

(3.13) を解くため、つぎの置換を行なう。

$$R = \frac{r}{r_m} \quad \text{..... (3.14)}$$

$$Z = \sqrt{\frac{I_0}{2\pi\epsilon_0\sqrt{2}\eta V_0^{\frac{3}{2}}}} \cdot \frac{z}{r_m} = \sqrt{3 \times 10^4 p} \cdot \frac{z}{r_m} \quad \text{..... (3.15)}$$

$$\text{但し, } p = \frac{I_0}{V_0^{\frac{3}{2}}}$$

このような置換を行なえば、つぎの関係が成立する。

$$R' = \frac{\partial R}{\partial Z} = \frac{\partial R}{\partial z} \frac{dz}{dZ} = \frac{r'}{r_m} \frac{dz}{dZ} = \frac{r'}{\sqrt{3 \times 10^4 p}}$$

$$R'' = \frac{\partial^2 R}{\partial Z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{r'}{\sqrt{3 \times 10^4 p}} \right) \frac{dz}{dZ} = \frac{r'' r_m}{3 \times 10^4 p}$$

これを用いて (3.13) を $R \cdot Z$ の微分方程式に書き改めると、

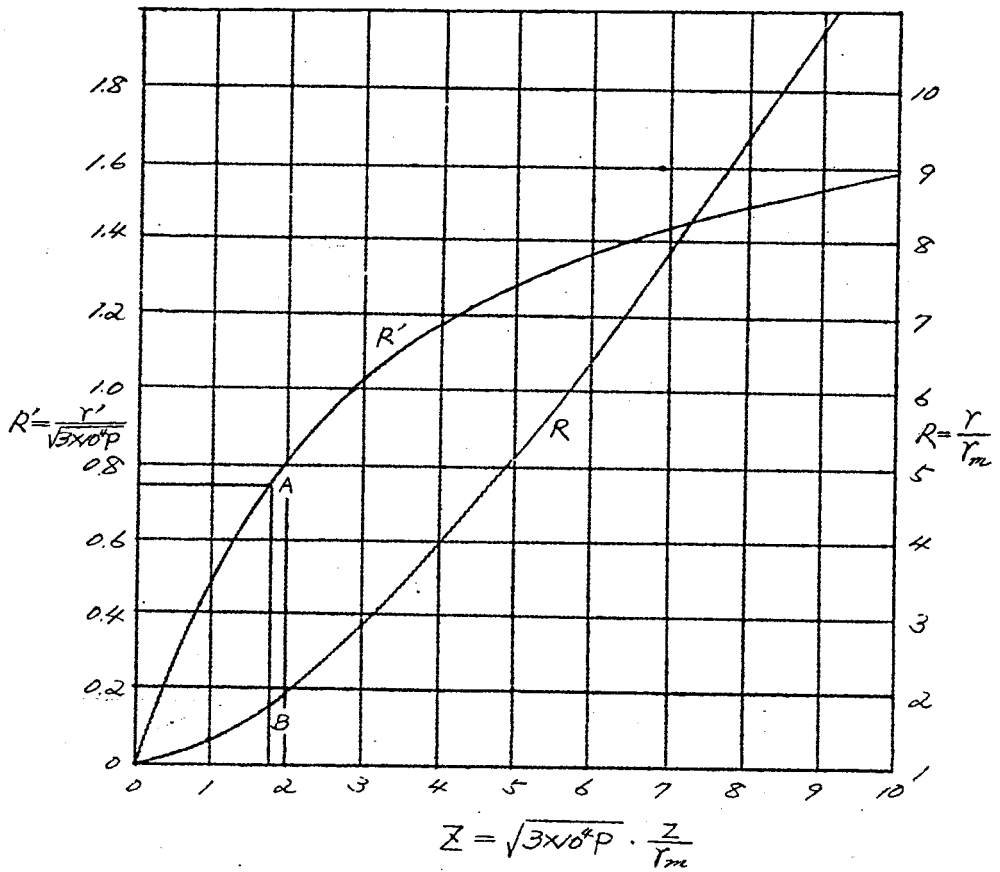
$$R'' = \frac{1}{2R} \quad \text{..... (3.16)}$$

両辺に $2R$ を乗じて Z について積分し、積分常数の決定には $R=1$ にて、 $R'=0$ 、すなわち、ビーム半径最小点でビーム軸に平行の条件を考慮に入れて、

$$(R')^2 = \ln R$$

$$Z = \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}} = 2 \int_0^{\sqrt{\ln R}} e^{t^2} dt \quad \text{..... (3.17)}$$

右辺の積分は、Jahnke Emde の関数表によって与えられ、その結果を第3.9図に R の値とともに示す。



第3・9図 空間電荷のみによるビーム発散特性

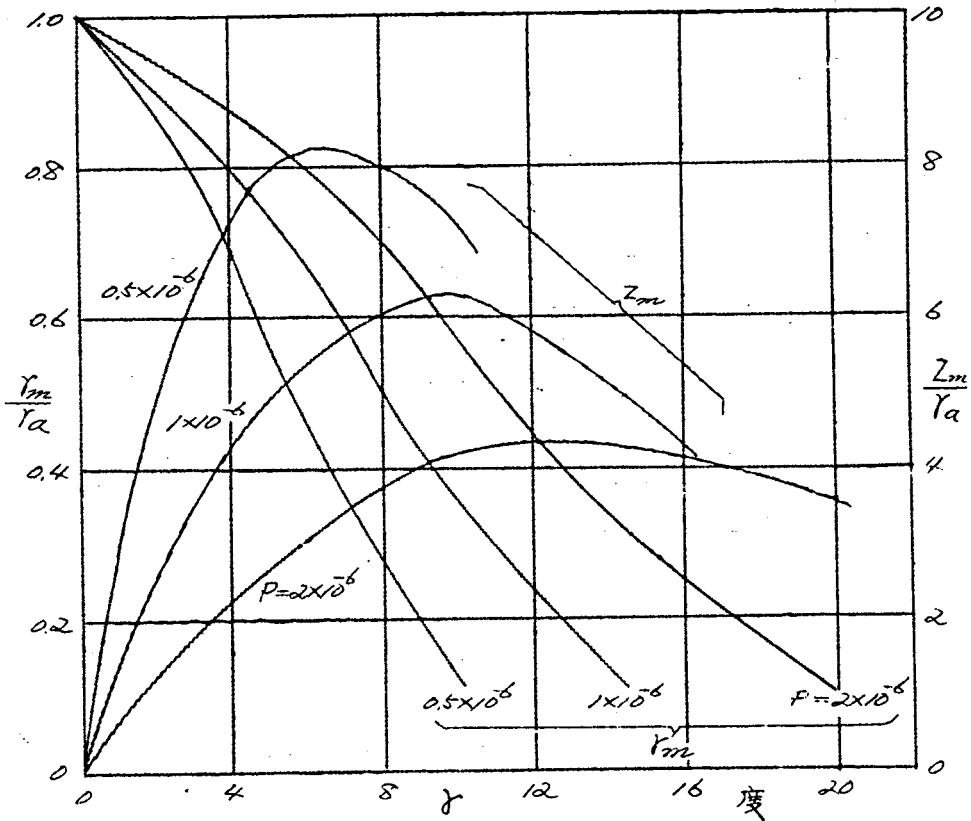
第3・9図を用いて、 Z_m 、 r_m の求め方をつぎに説明する。

まず、入射条件として、入射角 γ 、入射点のビーム半径 r_a およびパービアンس P が与えられる。 R' は次式により求まる。

$$R' = \frac{r'}{\sqrt{3 \times 10^4 P}} = \frac{\tan \gamma}{\sqrt{3 \times 10^4 P}} \quad (3.18)$$

この R' の値に相当する点Aを第3・9図上に求め、点Aを通る縦軸とR曲線との交点Bをとれば、B点の値より Z が求まる。これより

$$\left. \begin{aligned} r_m &= \frac{r_a}{R} \\ Z_m &= \frac{r_m Z}{\sqrt{3 \times 10^4 P}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3 \cdot 19)$$



第3・10図 入射角と最小ビーム半径およびその位置の関係

第3・10図に入射角 γ を変化したとき、入射点のビーム半径を単位にとったとき、 r_m および Z_m の変化を3種類のパービアンズ値に対して図示した。図より明らかに、各パービアンズ値に対して Z_m を最大にする入射角 γ が存在する。

ビームは適当な位置で磁気集束系に移行せしめなければならないが、一般に広く用いられているブリルアン流 (Brillouin flow) の場合

は、磁界はビームが完全に軸に対して平行になった状態でくすなわち、 r_m なる位置で)、磁界は *step function* 的に立ち上がることを仮定している。

ビームがある角度をもった位置で磁界を加えるときは、その後、ビームにリップルを生ずることは理論的に知られている。この意味において第3・10図において r_m の非常に小さい範囲を用いることは、集束磁界の調整を困難にする。

また、 z_m の非常に小さい範囲も集束磁界を加える位置が陰極に近付き過ぎて同様に調整に問題を生じ易い。したがって、第3・10図で $P = 2.0 \times 10^{-6}$ の場合、入射角 θ は 10° 前後、 1×10^{-6} で 8° 前後、 0.5×10^{-6} にて 5° 前後の値を送ぶことが望ましい。

(6) 集 束 磁 界

陽極孔を通過した電子ビームは、前項に述べたように、一般には、 z_m なる位置で *step function* で立ち上る集束磁界を加えて、それ以後は半径 r_m なる平行ビームを得ることはよく知られている。このとき加えるべき磁界の強さは、フリルアン磁界 B_B とよばれ、次式で表わされる。

$$B_B^2 = \frac{\sqrt{2} I_0}{\pi \epsilon_0 \gamma^{\frac{3}{2}} V_0^{\frac{1}{2}} r_m^2} \quad (3 \cdot 20)$$

r_m をビーム半径 b なる記号を使って、実用的な表現に書き改めたのが (3・3) である。

磁界を *step function* 形状にて加えることは実用的にはきわめて困難で、一般には立ち上り部で必ず尾を引く。このように、磁界の加わった場合の電子ビームの運動を論ずるには、(3・12) において B_z の項を省略することはできない。したがって、(3・13) の代わ

りに次式を計算の基礎とすべきである。

$$r'' + \frac{\eta B_z^2}{8V_0} r - \frac{I_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{\eta}V_0^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{r} = 0 \quad (3.21)$$

上式を正規化するため (3.14) (3.15) による置換を用いるとともに、さらに B_z に対しては B_B をもって正規化する。すなわち、

$$B = \frac{B_z}{B_B} \quad (3.22)$$

とあくと、

$$\frac{\eta B_z^2}{8V_0} = 3 \times 10^4 \rho \frac{B^2}{2r_m^2}$$

(3.21) はつぎのように簡易化される。

$$2R'' = \frac{1}{R} - B^2 R \quad (3.23)$$

B が z の関数として与えられたとき、この微分方程式を数学的に解くことは計算機による以外は困難である。しかし、ビームの集束という立場に立って、ある z の関数である R を仮定し、このような R の軌道をとるには、集束磁界 B はいかなる関数になるかを求めても目的を達することができる。また、この方が取り扱いは容易である。

このとき、 B は次式により与えられる。

$$B = \sqrt{\frac{1}{R}(\frac{1}{R} - 2R'')} \quad (3.24)$$

(3.24) の内容を考えてみると、 $R=1$ において、ビームは完全な平行ビームになっている必要があり、したがって、 $R''=0$ 。ゆえにこのとき、 $B=1$ となり、(3.22) より磁界はフリルアン値 B_B をとる。また、磁界が 0 の範囲では、(3.24) で $B=0$ において、

$2R'' = \frac{1}{R}$ となり、(3.16)と一致する。

すなわち、 R'' は磁界の立ち上りの開始点(原点)で $\frac{1}{2R_0}$ であり、完全な平行ビームになる点では0になることが云える。 Z に対し R'' はいかなる減少曲線をとるかについては、無数の曲線を考えることができるが、いま最も簡単な場合を仮定して解析してみる。

R'' を直線的に減少すると考えると、

$$R'' = \frac{1}{2R_0} \left(1 - \frac{Z}{Z_m}\right) \dots\dots\dots (3.25)$$

すなわち、磁界の立ち上り開始点を Z 軸の原点に選び、 $Z = Z_m$ にて平行ビームになったと考える。

(3.25)を Z について積分すると、

$$R' = \frac{Z}{2R_0} \left(1 - \frac{Z}{2Z_m}\right) + C$$

境界条件として、 $Z = Z_m$ にて、 $R' = 0$ を用いて C を求めると、

$$C = -\frac{Z_m}{4R_0}$$

したがって、

$$R' = \frac{Z}{2R_0} \left(1 - \frac{Z}{2Z_m}\right) - \frac{Z_m}{4R_0} \dots\dots\dots (3.26)$$

また、 $Z = 0$ における R' を R'_0 とおくと、上式より

$$Z_m = -4R'_0 R_0 \dots\dots\dots (3.27)$$

(3.26)をさらに Z について積分する。

$$R = \frac{Z_m^2}{4R_0} \left\{ -\left(\frac{Z}{Z_m}\right) + \left(\frac{Z}{Z_m}\right)^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{Z}{Z_m}\right)^3 \right\} + C'$$

$z = z_m$ にて、 $R = 1$ なる条件より、積分定数 C' を求めると、

$$C' = \frac{z_m^2}{12R_0} + 1$$

したがって、

$$R = \frac{z_m^2}{4R_0} \left\{ -\left(\frac{z}{z_m}\right) + \left(\frac{z}{z_m}\right)^2 - \frac{1}{3}\left(\frac{z}{z_m}\right)^3 \right\} + \frac{z_m^2}{12R_0} + 1 \dots\dots\dots (3.28)$$

$z = 0$ にて、 $R = R_0$ なる条件より、

$$R_0 = \frac{z_m^2}{12R_0} + 1 \dots\dots\dots (3.29)$$

ここで (3.27) (3.29) の関係式に注目すると、 R_0 , R_0' , z_m についての2つの関係式が成立するが、この3つの量のなかで R_0' のみは $\frac{r'}{\sqrt{3 \times 10^4 p}}$ にて表わされ、ビームのパービアン P と入射角 θ が既知であれば求めることができるが、 R_0 , z_m は (3.14) (3.15) で表わされるごとく、最小ビーム半径 r_m を含む量で正規化しているゆえ、決定することができない。

(3.27) (3.29) の2式を用いて R_0 および z_m は次式で求まる。

$$R_0 = \frac{3}{3 - 4R_0'^2} \dots\dots\dots (3.30)$$

$$z_m = 2\sqrt{3R_0(R_0 - 1)} \dots\dots\dots (3.31)$$

第3.9図を用いて上の2式の意味を考察してみると、いま、 $R_0' = 0.5$ の場合を考えると、完全なブリルアン流を実現せしめる場合、同図より、

$$R_0 = 1.3$$

$$z_m = 1.1$$

となり、磁界は入射点 ($R_0 = 1.3$) より z_m の距離にて ($R = 1$) *step function* として立ち上がることを必要とする。

磁界が入射点よりすそを引きながら立ち上がる時 (3.30)(3.31)
より

$$R_0 = 1.5$$

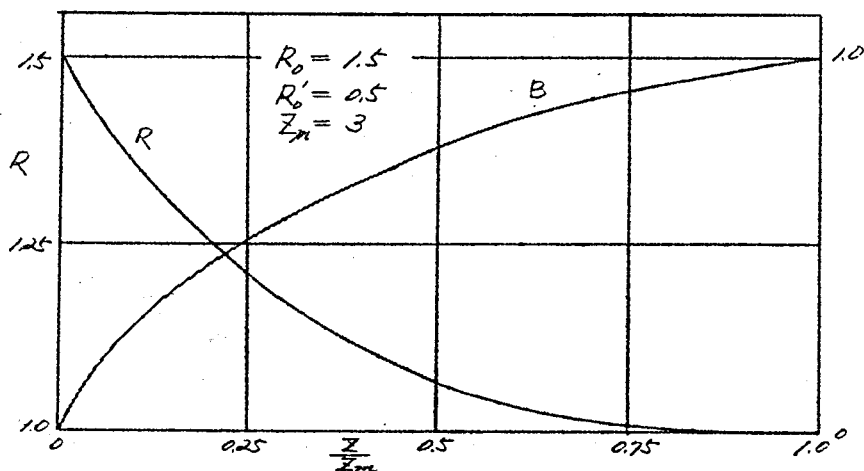
$$Z_m = 3$$

これは、ビーム半径がフリルアン流の場合の $\frac{1.3}{1.5} = 0.87$ 倍に小さくなり、平行ビームを得る入射点よりの実距離は $\frac{3}{1.3} = 2.35$ 倍遠くなることを意味している。

以上の理論より、磁界の立ち上がりが尾を引くとき、完全な平行ビームを得るには、ビーム半径は理想フリルアン流のときよりはるかに小になり、それに応じて集束磁界の値は半径に逆比例して増加する。

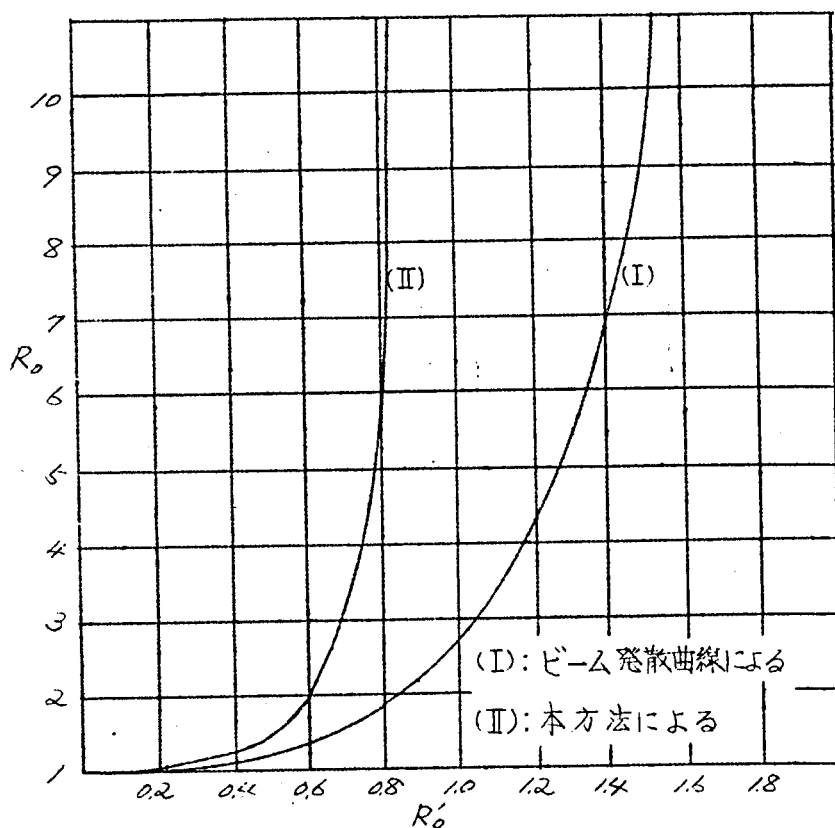
一般に、集束磁界がフリルアン値の 1.5 ~ 2 倍必要とする理由に、この現象が大きな影響を与えているものと考えてよい。

R_0 および Z_m が決定されれば、磁界の立ち上がり特性がいかなる値をとるかは、(3.28)(3.25) の値を (3.24) に代入することによって、 Z の関数として容易に求められる。その一例として、 $R_0 = 0.5$ のとき R の変化、および B の立ち上がり特性を第 3.11 図に示す。このとき、 $R_0 = 1.5$, $Z_m = 3$ の値をとる。



第 3.11 図 ビーム半径の変化と磁界の立ち上がり

また、第3・12図に R'_0 の値が与えられたとき、ビーム発散曲線より求めた R_0 の値(I)と、本方法によって求めた値(II)を示す。同じ R'_0 の値に対し、(II)の方がはるかに大きな値を取り、このことは平行ビームになったときのビーム半径が小になることを示している。

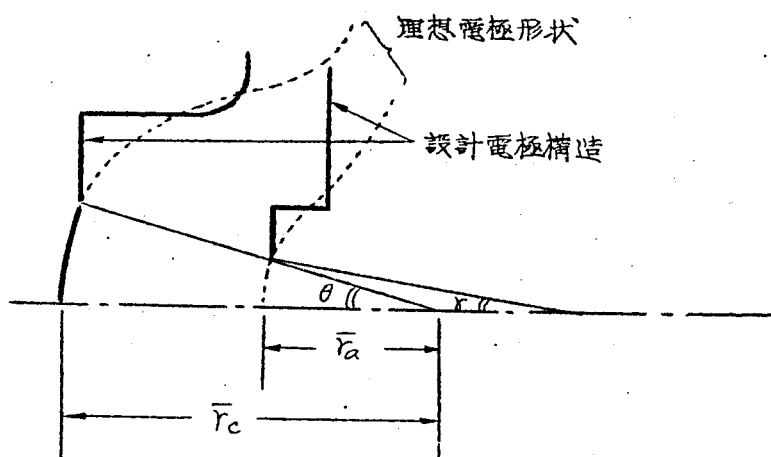


第3・12図 R'_0 と R_0 との関係

(7) 電極形状の決定

(2), (3) 項によって r_c , $\frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a}$ および θ が決まれば、 \bar{r}_c , \bar{r}_a の値は、第3・6図の関係より直ちに求まる。これらの寸法について、(4), (5), (6) 項の方法により集束磁界への入射条件の適否について最終的な検討を行なう。

これらの寸法が決定できれば、第3・2～第3・5図を用いて、この設計値に最も近い電極形状の決定を行なうが、一般にこれらの電極形状は特殊な曲線をえがいている。実際の電極形状としては、これよりも機械工作の行ないやすい電極形状が望ましい。このため第3・13図に示せるごとく、理想電極形状に最も近い適当な電極構造の決定を行なう。



第3・13図 電 極 形 状 の 決 定

実際の電極形状が決まれば、その電極構造に対して電界槽実験を行ない、電位分布がビームの周辺部においても、(3・6)の電位分布特性を満足するか否かを検討して、必要とあれば電極構造に修正を加える。

さらに、設計値の適否を検討するために、電界槽実験によって得た電位分布図より電子軌道をえがき、さきに決定した θ が妥当であるか否かの検討を行なう。

以上のごとき手順を、修正を加えながら数回行なうと、最終的電極

構造の決定を行なうが、大電力管電子銃は一度寸法を決定すれば、試作結果を用いて何度も修正することは、多額の費用、労力を要する点より、このような基礎的段階における設計は、特に急入りに行なうことが必要である。

3.5 結 言

クライストロンを設計するにあたって、その最も基本的な設計は兼である、電圧および電流は無制限に決定することができない。

電圧、電流を規定することは、パービアンスを決定することであり、パービアンスの決定によつて、電子銃設計の難易が決まると考えて差しつかえない。パービアンスの決定には電子銃部よりの集束の難易、陰極電子流密度、集束磁界の大きさ、陰極、陽極間の絶縁耐力に対する考慮を必要とし、さらに電圧が決まることによって電子ビームの速度が決まり、間接的に高周波部設計パラメーターに影響を与えるので、これに対する考慮も必要である。

パービアンスがノマイクロ以下の電子銃の設計は、比較的容易であり、3.3に述べた、ピアース型電子銃の設計法にしたがって実施することが容易であるが、大電力クライストロンに多く用いられる2〜3マイクロのパービアンスの電子銃においては、陽極孔通過後ビーム半径最小点にいたる距離およびその半径が、安定な平行ビームを生むのにきわめて重要な関係があり、パービアンス2マイクロで入射角 10° 前後、ノマイクロで 8° 前後の値が最も都合のよいことを示した。

また、集束磁界は一般にフリルアン流としてビーム最小半径位置で、*step function*の形状にて加わることを仮定しているが、実際問題と

して、このような磁界を加えることはさむめて困難で、磁界の立ち上りは尾を引くが、このような場合でも、ある境界条件を満たせば、平行ビームを得ることが可能で、計算機によらない簡単な方法でこれを検討する方法を示すとともに、電子ビーム軌道の2次微分が直線的に減少する特例について解を示した。

第 4 章 ビームの集束

第4章 ビームの集束

4.1 序 言

陰極より出た電子ビームを、空間電荷による発散をおさえて、一定半径の円筒状ビームとして集電極まで通すには、外部磁界を加える必要があり、磁界の加え方によって陰極界浸型と陰極磁気しゃへい型⁽⁴⁻¹⁾がある。陰極磁気しゃへい型は入射条件を適当に選ぶことによって、フリルアン流を得ることができ、これは、磁界の大きさが最小で最も経済的である。フリルアン流の入射条件については、既に第3章に述べたが、この条件が満たされぬときはビームにリップルを生ずる。⁽⁴⁻²⁾⁽⁴⁻³⁾ このように理想的条件からはずれた場合の電子ビームの解析については、相当明確に行なわれている。

しかしながら、これらの解析は高周波励振を受けない、直流的な電子ビームの解析であり、入力部において速度変調を受けたビームは、走行中空間電荷密度が変化する。したがって、平行ビームとしてのフリルアン流の条件が満たされなくなり、ビームにリップルを生ずる。

このような条件のもとに、電子ビームの形状はいかなる変化をするかを解析してみる。まず、順序として、4・2において *Palmer*⁽⁴⁻³⁾ の理論に基づき、入射条件の変動に対して、電子ビームの半径リップルの誘導法を示し、4・3において筆者の計算した高周波励振の加わった場合のリップルの解析法を示し、数値計算例を図示した。

4.2 集束理論

一般に、集束磁界中における近軸電子線の運動方程式は(3.12)で示したごとく、次式で表わされる。

$$r'' + \frac{V'}{2V}r' + \left(\frac{V''}{4V} + \frac{2B_z^2}{8V} - \frac{2B_c^2 r_c^4}{8V r^4} \right) r - \frac{I_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{V}V^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{r} = 0 \quad (4.1)$$

上式における記号の意味は、(3.12)の場合と全く同様である。

(4.1)において、第2項および括弧内第1項は電位分布による電子軌道の偏向を、括弧内第2項および第3項は、磁界の影響を、最終項はビーム電流による空間電荷による反発を表わしている。

高周波電界を考えないで、電位 V は z 軸に対して一定の場合を考えると、

$$V' = V'' = 0$$

このとき、(4.1)はつぎのように簡易化される。

$$r'' + \left(\frac{2B_z^2}{8V} - \frac{2B_c^2 r_c^4}{8V r^4} \right) r - \frac{I_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{V}V^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{r} = 0 \quad (4.2)$$

さらに、陰極が完全に磁気しゃへいされたフリルアン流のとき上式において $B_c = 0$ とおくことができるので、

$$r'' + \frac{2B_z^2}{8V} r - \frac{I_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{V}V^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{1}{r} = 0 \quad (4.3)$$

(4.2)を解くため Palmer はつぎのごとき変数変換を行なった。

$$\left. \begin{aligned}
 \xi &= \frac{r}{r_0} \\
 \beta_H^2 &= \frac{\gamma B_z^2}{8V} = \left(\frac{\gamma B_z}{2} \right)^2 / 2\gamma V = \omega_H^2 / 2\gamma V \\
 K &= \frac{B_c r_c^2}{B_z r_0^2} \\
 \beta_p^2 &= \frac{I_0}{2\sqrt{2} \pi r_0^2 \epsilon_0 \sqrt{\gamma} V^{\frac{3}{2}}} = \frac{\gamma I_0}{\pi r_0^2 \epsilon_0 \sqrt{2\gamma} V} / 2\gamma V = \omega_p^2 / 2\gamma V
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.4)$$

(4.4) において ω_H は *Larmor* の角周波数を、 ω_p はビームのプラズマ角周波数を、 $\sqrt{2\gamma V}$ は Z 方向の電子の速度を表わしている。

(4.4) の表現を用いれば (4.2) はつぎのように書くことができる。

$$\xi'' + \beta_H^2 \xi \left(1 - \frac{K^2}{\xi^2} \right) - \frac{\beta_p^2}{2} \frac{1}{\xi} = 0 \dots\dots\dots (4.5)$$

リップルのない平衡ビームの条件としては、(4.5) において、Z の値のいかんに関せず、 $\xi'' = 0$ 、 $\xi = 1$ の条件を満足しなければならぬ。したがって、

$$\left. \begin{aligned}
 \beta_H^2 (1 - K^2) &= \frac{\beta_p^2}{2} \\
 \text{あるいは } \omega_H^2 (1 - K^2) &= \frac{\omega_p^2}{2}
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.6)$$

(4.6) の関係より、集束磁界を最小にする条件は $K=0$ であり、このときは (4.4) より $B_c = 0$ となり、磁気しゃへいされたフルルアン流を表わす。

このときの磁界はつぎの関係式より求められる。

$$\omega_H^2 = \frac{\omega_p^2}{2} \dots\dots\dots (4.7)$$

一般には、完全な平衡ビームの条件が成立することはまれで、リップルを生ずる。リップルの特性を調べるため(4.5)に 2ξ を乗じて積分すると、

$$(\xi')^2 = \beta_p^2 \ln \xi + \beta_H^2 \left[1 - \xi^2 + K^2 \left(1 - \frac{1}{\xi^2} \right) \right] + (\xi'_0)^2 \dots\dots\dots (4.8)$$

入射点における電子の位置を $z=0$, $\xi=1$ と表わすと、 ξ'_0 は入射点における電子軌道の z 軸との傾斜を表わしている。ビームのリップルの最大点および最小点では $\xi'=0$ の条件を満たすので、(4.8)の左辺を0とおくことによって ξ_{max} および ξ_{min} を求めることができる。

これを ξ_m とおくと、 ξ_m の条件式として、

$$\left. \begin{aligned} \beta_p^2 \ln \xi_m + \beta_H^2 \left[1 - \xi_m^2 + K^2 \left(1 - \frac{1}{\xi_m^2} \right) \right] + (\xi'_0)^2 &= 0 \\ \text{あるいは、} \\ \ln \xi_m + \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^2 \left[1 - \xi_m^2 + K^2 \left(1 - \frac{1}{\xi_m^2} \right) \right] + \left(\frac{\xi'_0}{\beta_p} \right)^2 &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.9)$$

(4.9)より $\left(\frac{\omega_H}{\omega_p}\right)$, K , $\left(\frac{\xi'_0}{\beta_p}\right)$ が与えられたとき、 ξ_{max} および ξ_{min} を求めることができる。

また、リップルの波長 λ はつぎのようにして求められる。

$$\begin{aligned} \lambda &= 2 \int_{z_{\xi_{min}}}^{z_{\xi_{max}}} dz = 2 \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \frac{d\xi}{\xi'} \\ &= \frac{2}{\beta_p} \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} \frac{d\xi}{\left\{ \ln \xi + \left(\frac{\omega_H}{\omega_p} \right)^2 \left[1 - \xi^2 + K^2 \left(1 - \frac{1}{\xi^2} \right) \right] + \left(\frac{\xi'_0}{\beta_p} \right)^2 \right\}^{1/2}} \dots\dots\dots (4.10) \end{aligned}$$

ξ_{max} および ξ_{min} は(4.9)より求めることができるので、各種の初期条件および境界条件に対して(4.10)を用いて λ を求めることができる。

4.3 速度変調を受けたビームの集束

前節にて述べた集束の理論は、高周波速度変調を受けないビームの場合であり、実際のクライストロンの動作においては、電子ビームは入力空洞において速度変調を受け、ドリフト空間を走行中密度変調を生ずる。調整中良好なビーム透過特性を示していたクライストロンが入力信号を受けると、急に透過率が悪くなることはしばしば経験するところである。

ビームの集束を考える場合、高周波特性を無視することはできないが、現在までの理論はこれについて考慮を払ったものはみられない。以下このような条件のもとにおけるビームの集束について考察してみる。

まず、(4.1)において、 I_0 を一定と仮定せる条件は速度変調を受けたビームには成立しない。

直進型クライストロンにおいて速度変調を受けた電子ビーム i は (2.5) を用いてつぎのように表わすことができる。

$$i = I_0 \left(1 + \frac{MV_0 \omega}{2V_0 F\omega_p} \sin \frac{F\omega_p}{u_0} Z \right) \dots\dots\dots (4.11)$$

励振電圧と集束電子流の位相差は、この場合特に重要でないので γ なる係数は除いた。(4.11) で表わした i を (4.2) の最終項の I_0 に代入して、微分方程式を解くのであるが、このままでは解くことが困難であるので、つぎのような変数変換を行なう。

$$\left. \begin{aligned} r &= r_0 (1 + \sigma) \\ \beta_H^2 &= \frac{\eta B_z^2}{8V} = \frac{\omega_H^2}{2\eta V} = \frac{\omega_H^2}{u_0^2} \\ \beta_p^2 &= \frac{I_0}{2\sqrt{2}\pi r_0^2 \epsilon_0 \sqrt{\eta} V^{\frac{1}{2}}} = \frac{\omega_p^2}{2\eta V} = \frac{\omega_p^2}{u_0^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.12)$$

$$\chi = \frac{MV, \omega}{2V_0 F \omega_p}$$

$$\frac{F \omega_p}{u_0} = F \beta_p = \beta_g$$

陰極が磁気しゃへいされた場合を考えると、 $B_c = 0$ 、(4.11)(4.12)の関係をを用いると、(4.2)はつぎのように書き換えられる。

$$\sigma'' + \beta_H^2 (1 + \sigma) - \frac{\beta_p^2}{2} (1 + \sigma)' (1 + \chi \sin \beta_g Z) = 0 \quad (4.13)$$

(4.13)はつぎのように書くことができる。

$$\begin{aligned} \sigma'' + \left(\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2} + \frac{\beta_p^2}{2} \chi \sin \beta_g Z \right) \sigma + \beta_H^2 - \frac{\beta_p^2}{2} - \frac{\beta_p^2}{2} \chi \sin \beta_g Z \\ - \frac{\beta_p^2}{2} (\sigma^2 - \sigma^3 + \sigma^4 - \dots) (1 + \chi \sin \beta_g Z) = 0 \end{aligned} \quad (4.14)$$

σ の値はリップルの振幅が着しく大きくない範囲では $\sigma < 1$ 、また、小信号理論の範囲では $\chi < 1$ 、普通使用される集束条件では β_H^2 は $\frac{\beta_p^2}{2}$ に近い値をとること、これらの条件を考慮に入れて、(4.14)は近似的につぎのように表わすことができる。

$$\sigma'' + \left(\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2} \right) \sigma + \beta_H^2 - \frac{\beta_p^2}{2} - \frac{\beta_p^2}{2} \chi \sin \beta_g Z = 0 \quad (4.15)$$

(4.15)はつぎの境界条件を考慮に入れて解を求めることができる。

$Z = 0$ において

$$\begin{cases} r = r_0 & \text{すなわち、} \sigma = 0 \\ r' = r_0 \sigma' = \tan \varphi & (\varphi \text{は入射角}) \end{cases}$$

$$\sigma = \frac{\beta_H^2 - \frac{\beta_p^2}{2}}{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2}} \left[\sqrt{1 + \left\{ \frac{\sqrt{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2}}}{\beta_H^2 - \frac{\beta_p^2}{2}} \left(\frac{\frac{1}{2}\beta_p^2\beta_g\chi}{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2} - \beta_g^2} - \frac{\tan\varphi}{r_0} \right) \right\}^2} \cos(\sqrt{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2}}Z + \psi) - 1 \right] \\ + \frac{\frac{1}{2}\beta_p^2\chi}{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2} - \beta_g^2} \sin\beta_g Z \\ \tan\psi = \frac{\sqrt{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2}}}{\beta_H^2 - \frac{\beta_p^2}{2}} \left(\frac{\frac{1}{2}\beta_p^2\beta_g\chi}{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2} - \beta_g^2} - \frac{\tan\varphi}{r_0} \right) \quad \dots\dots (4.16) \\ -\frac{\pi}{2} < \psi < \frac{\pi}{2}$$

(4.16) より、高周波励振のないとき、ビーム半径の変動波長は $2\pi/\sqrt{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2}}$ であり、これに高周波励振の加わったことによる変動波長 $2\pi/\beta_g = 2\pi/\beta_p$ が加わることになる。フリルアン流のとき、 $\beta_H^2 = \frac{\beta_p^2}{2}$ の条件が成立するので、高周波励振のないときの波長は $\frac{2\pi}{\beta_p}$ となる。これは、Pierce 等の誘導した結果と一致する。

(4.16) はつぎのごとく書くこともできる。

$$\sigma = \frac{\beta_H^2 - \frac{\beta_p^2}{2}}{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2}} \left[\frac{\cos(\sqrt{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2}}Z + \psi)}{\cos\psi} - 1 \right] + \frac{\frac{1}{2}\beta_p^2\chi}{\beta_H^2 + \frac{\beta_p^2}{2} - \beta_g^2} \sin\beta_g Z \quad \dots\dots (4.17)$$

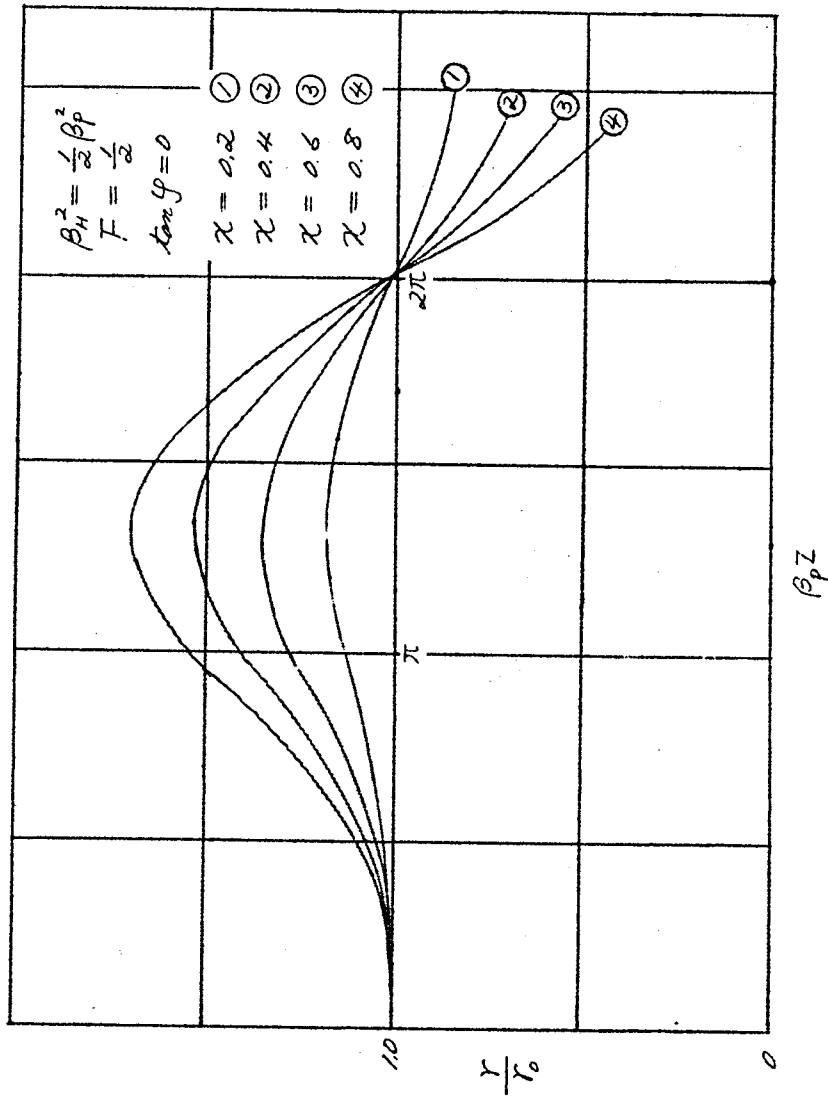
また、 $\beta_H^2 = \frac{\beta_p^2}{2}$ なる条件の成立するとき (4.15) の解は簡易化され、つぎのごとく表わされる。

$$\sigma = \frac{1}{\beta_p} \left(\frac{\tan\varphi}{r_0} - \frac{\frac{1}{2}\beta_p^2\beta_g\chi}{\beta_p^2 - \beta_g^2} \right) \sin\beta_p Z + \frac{\frac{1}{2}\beta_p^2\chi}{\beta_p^2 - \beta_g^2} \sin\beta_g Z \quad \dots\dots\dots (4.18)$$

(4.16), (4.17), (4.18) の諸式を用いて、ビーム半径の変化を図示せる結果を、第4.1, 4.2, 4.3, 4.4 および4.5図に示す。

④ 第 4.1 図

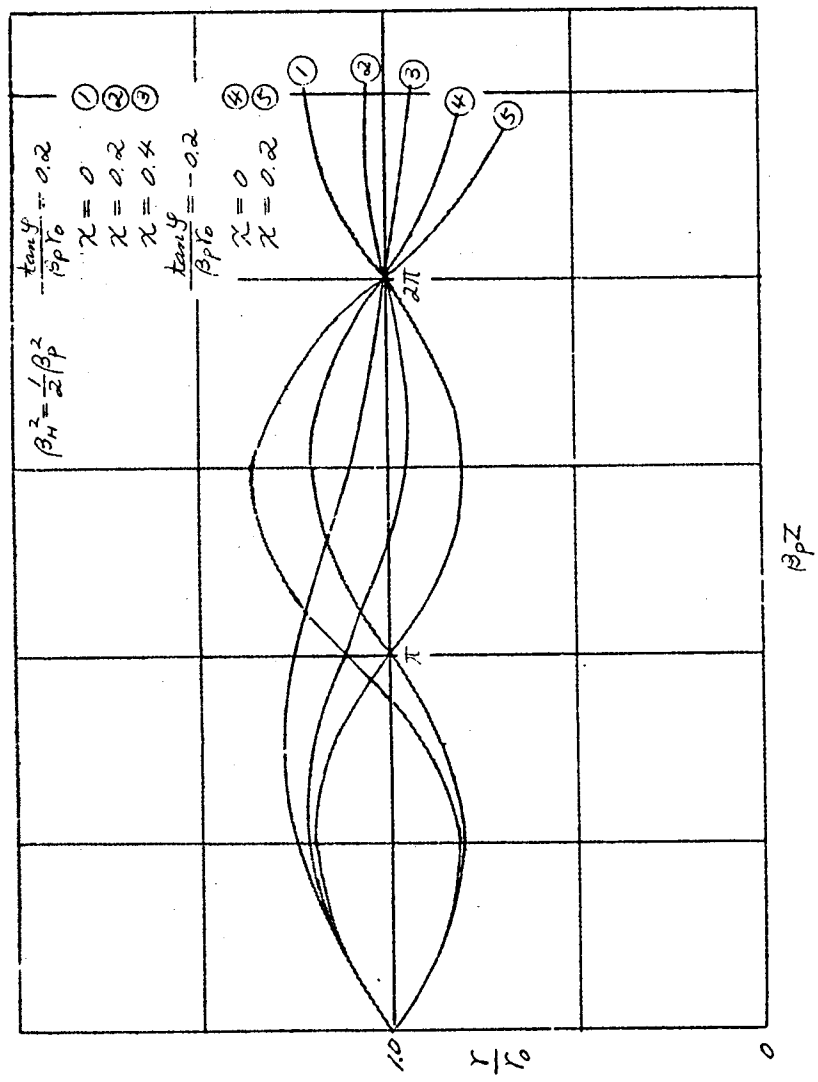
完全なフリルアン流の成立する条件のもとでは、高周波励振のない場合 ($\chi=0$ のとき) ビームは完全に Z 軸に平行で、図では $\frac{r}{r_0} = 1$ なる直線で示される。この状態で高周波励振が印加されると、ビームは波打ち始め、 χ が大になるに伴ってリップルの振幅は大きくなる。



第 4.1 図 $\beta_H^2 = \frac{1}{2} \beta_p^2$. 入射角 0 において励振が加わったときの軌道変化

(2) 第 4.2 図

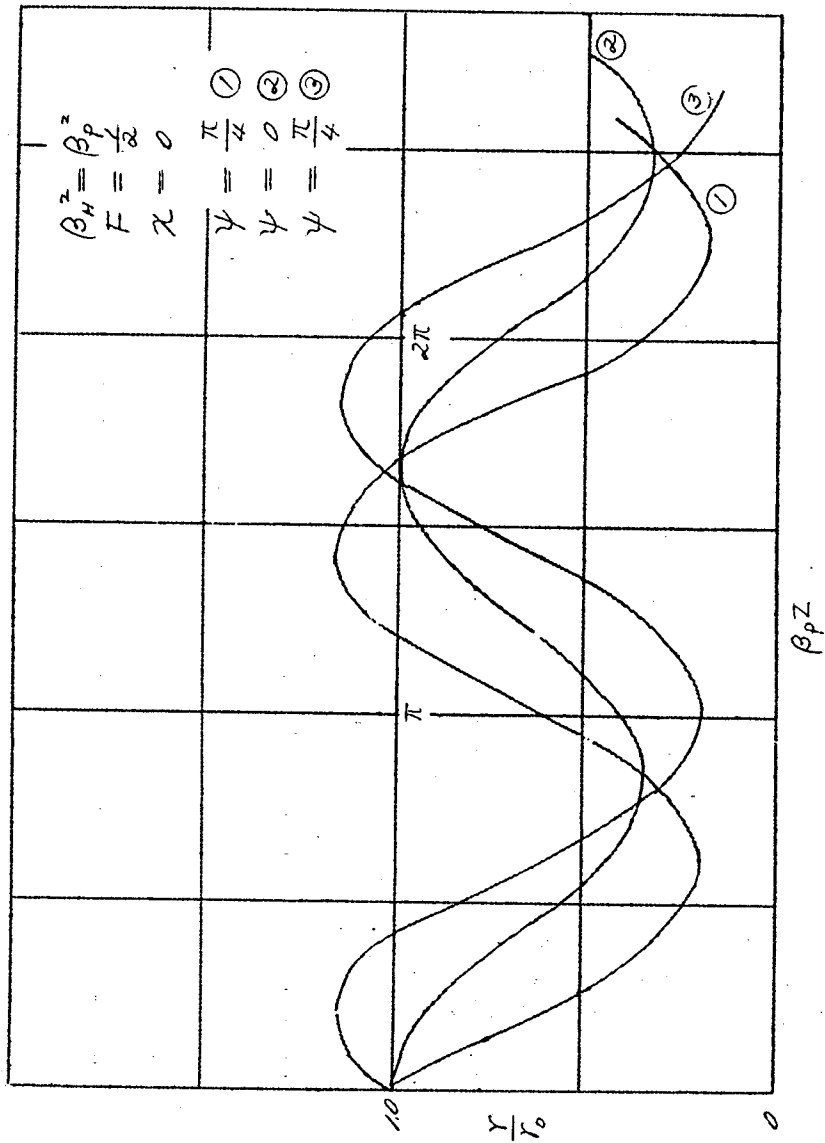
磁界はアリルアン流の条件を満足するが、入射角 φ がある値をもつとき、 $\chi=0$ においてもリップルを生ず。さらに、高周波励振が加わったとき、入射角の符号によってリップルが増加する場合と、減少する傾向をとる場合のあることを示した。



第 4.2 図 $\beta_p z = \frac{1}{2} \beta_p^2$. 入射角 ϕ がない条件で励振が加わったときの軌道変化

(3) 第 4.3 図

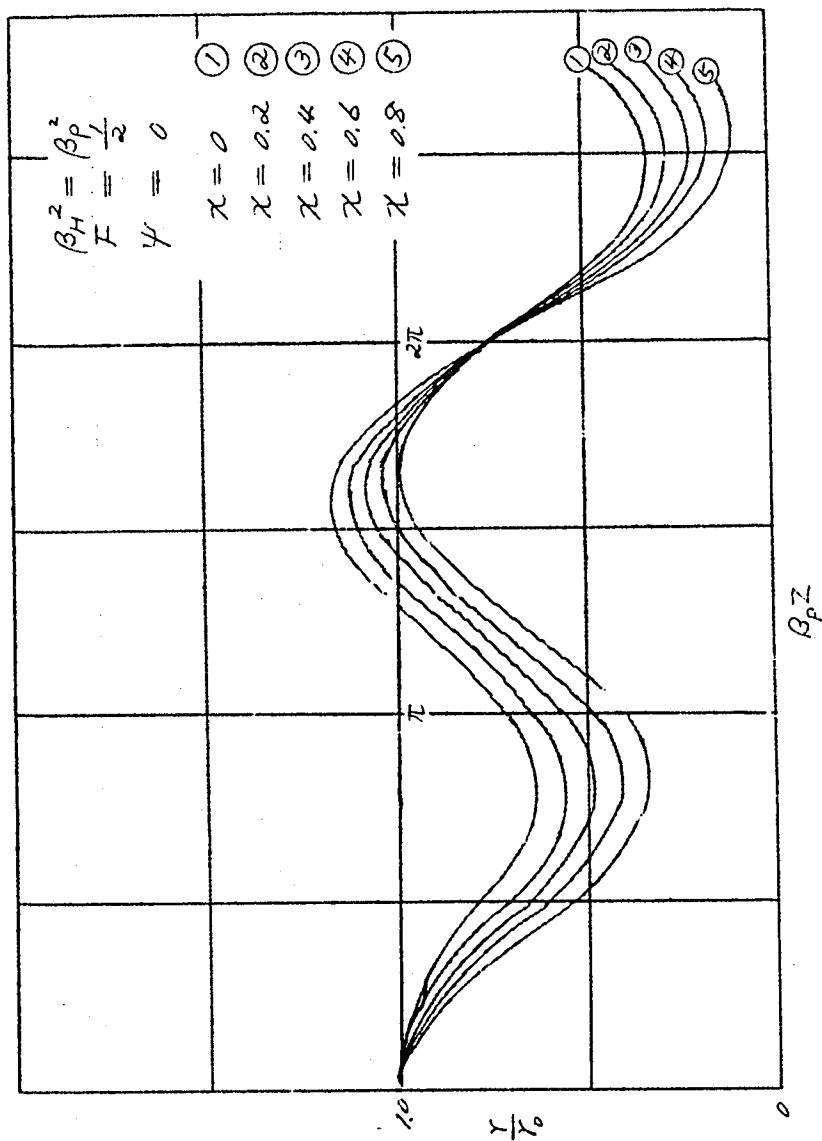
集束磁界をさらに強くしたとき、ビームは内側に波打ち始め、高周波励振のない場合、その位相および振幅は入射条件によって変化する
ことを示した。



第 4.3 図 $\beta_H^2 = \beta_p^2$ で入射角が変化したときの軌道変化 (励振 0)

(4) 第 4.4 図

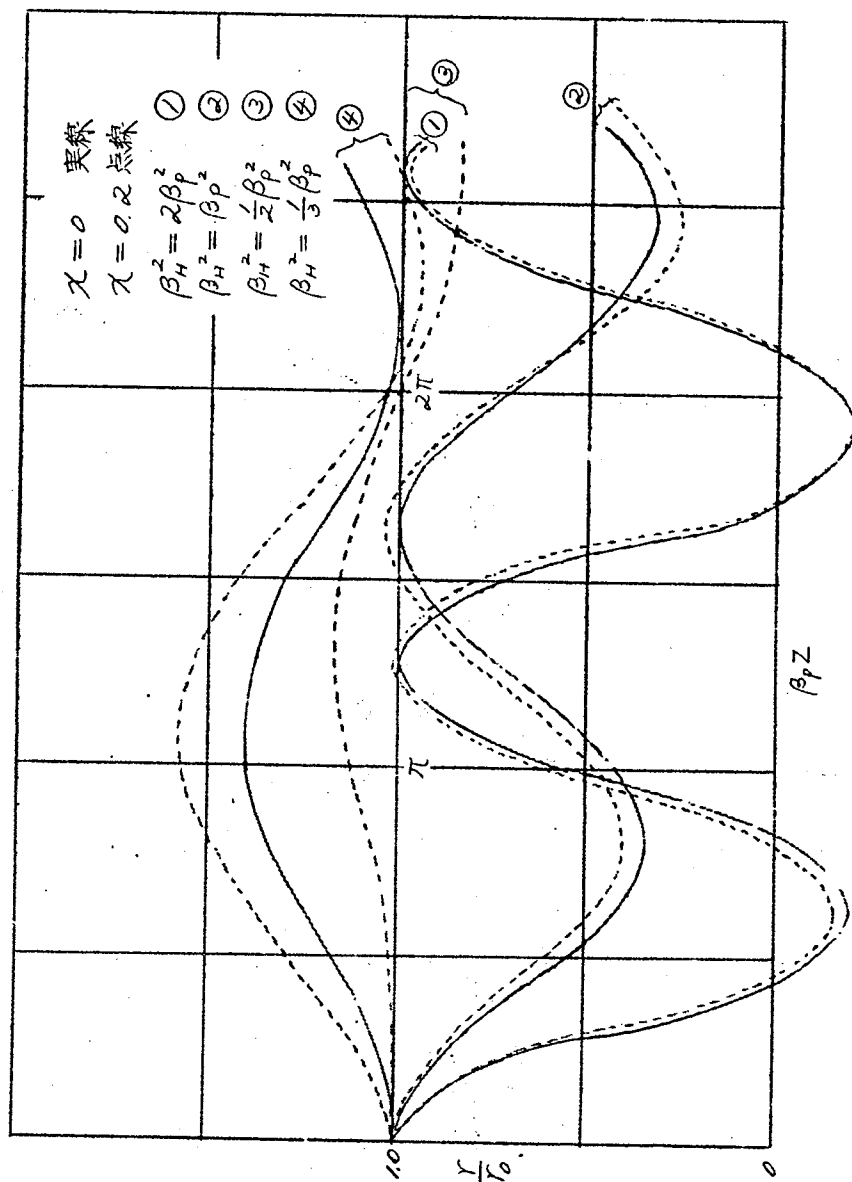
第 4.3 図で示したある入射条件で高周波励振を徐々に増加した場合、リップルの変化状態を示す。



第 4.4 図 $\beta_H^2 = \beta_p^2$. 入射角 θ で励振が加わったときの軌道変化

(5) 第 4.5 図

集束磁界をブリルアン値の前後に変化せしめた場合のリッスルの変化の状態を高周波励振のない場合(実線)および励振を加えたとき(点線)について比較図示した。ブリルアン値より集束磁界を強くした



第 4.5 図 磁界の変化および励振の有無による軌道変化

とき、ビームは内側に逆に弱くしたときは外側に波打つことが明りように認められる。高周波励振の加わったとき、リップルにおよぼす影響は磁界の弱い方が著しい。図において曲線①は $\frac{Y}{F_0}$ が負の値をとるが、これは物理的に電子が中心軸を越えて交差すると解釈することができるが、(4.15)を導くときに設けた仮定 $\sigma < 1$ に反するので厳密には正しい解でないが、傾向はこの結果により知ることができる。

4.4 結 言

完全なフリルアン流の条件のもとでも、高周波速度変調が加わると、ビームは外側にリップルを生じ始める。集束作用が大きくなる程、その程度は大きくなる。ところが入射条件がフリルアン流の条件を満たさない場合、高周波速度変調がなくても、リップルを生ずるが、速度変調を加えることによってリップルが少なくなる場合も入射条件によってはおこりうる。

しかし、一般にフリルアン流よりも磁界が弱くなったとき、速度変調によって外側へのリップルは増加するので、良好なビーム透過を得るにはフリルアン磁界よりもはるかに強い磁界で集束させることが必要である。

各種の入射条件および磁界の大きさに対して、ビーム半径の軌道を求める一般式を誘導した。

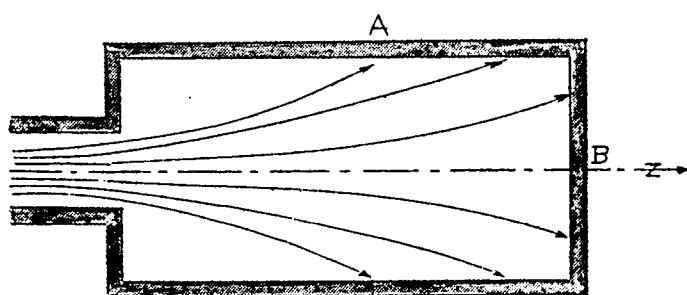
第 5 章 集 電 極

第5章 集電極

5.1 序 言

集電極は高周波エネルギーを放出した用済みの電子ビームを捕そくするとともに、残存している運動エネルギーを熱損失に変換し、冷却機構を通じて放散させる電極である。集電極は熱放散機構としての設計とともに、集束された電子ビームが局部的に集中するのを避けて、できるだけ発散させるよう設計的考慮が必要である。

高周波動作部より集電極に移る接合部では磁気しゃへいを行なって磁界を低下させるとともに、総合効率の向上のために直流電位を低下させる方法も用いられる。これらに対しては総合的な理論的解析がなされていない。本章はこれに対し設計上の立場より解析を加え、設計方針を明らかにする。



第5、ノ四 集電極の基本構造

第5、ノ四において電子ビームはZ軸に平行にリッフルなく r_0 なる半径をもって入射する場合を考えると、磁界および電

位に变化のない場合は、同一ビーム半径 r_0 をもってB面に衝突し、さわめて局部的に集中損失が加わる結果、B面の温度上昇はさわめて大きくなるが、円筒面Aはほとんど熱放散に寄与することなく、集電極としての設計としては好ましくない。

集電極の設計としては、ビームをできるだけ広く発散させ、広い面に電子ビームを当てることが望ましい。通常、集電極は集束磁界より磁気しゃへいを行なって磁界外におき空間電荷発散力によってビームを分散させる方法がなく用いられている。

(3.12) によって示された近軸電子線の運動方程式を再記すると、

$$r'' + \frac{V'}{2V} r' + \left(\frac{V''}{4V} + \frac{7B_z^2}{8V} - \frac{7B_z^2 r_c^4}{8V} \cdot \frac{1}{r^4} \right) r - \frac{I_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{V}} \frac{1}{r} = 0 \quad (5.1)$$

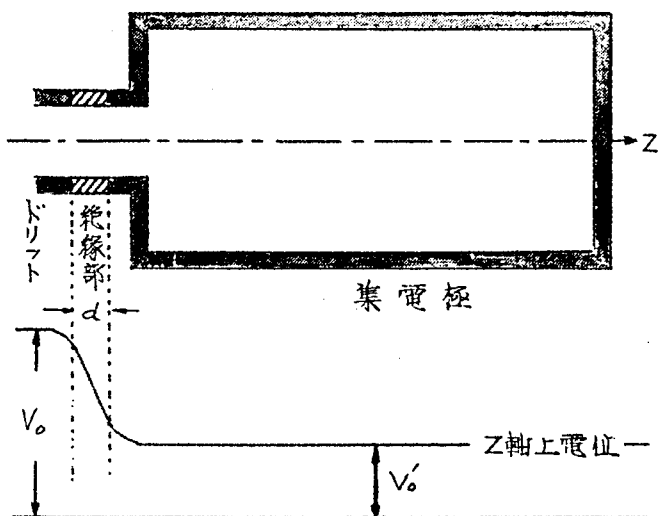
集電極への入射部では、磁束 B_z のしゃへいとともに、総合効率改善のため、その電位をビーム電圧より低下させることが多い。(5.1)を用いて B_z および V の変化に対する電子軌道を求めることは非常に困難であるので、5.2, 5.3にてそれぞれ B_z および V の変化を分離して考え、ビームの発散に対する影響を検討し、5.4にて両者を総合して均一電位無磁界の場合について考察し、最後に5.5にて具体的な設計構造について述べる。

5.2 集電極電位の低下

出力空洞より集電極部へ電子ビームが入射する場合、その直流電位が V_0 より V_0' に低下させた場合を考える。この方法は直進型ビームを使用するマイクロ波管では非常に重要であって、総合効率改善のためにはきわめて有効である。^{(5-1) (5-2) (5-3)}

第5.2図にその構造および z 軸上の電位の変化を示す。磁界 B_z は、この場合磁気しゃへいによって0と考える。

同一半径の円筒が距離 d を隔てて相対している場合、その中心軸上の



第5.2図 集電極電位分布

電位は、第5.2
四の下図に示され
ているが、その電
位変化は両方の円
筒内部までおおよ
んでいることが知ら
れている。^(5.4)この電
位変化を数式で近
似的に表現するこ
とも提案されてい
るが、これを用い

ることは以後の解析を非常に困難にし、数値解析による地ない。

したがって、近似的解析を行なうため、電位変化は第5.3図のごとく、距離dの同直線的と仮定して、この区間における電子軌道の受ける影響を検討してみる。

(5.1)において、 V'' , B_z , B_c をすべて0と考えると、

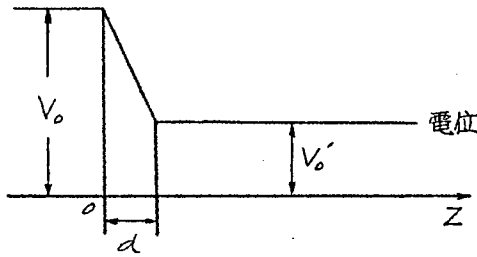
$$r'' + \frac{V'}{2V} r' - \frac{I_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{\eta}V^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{r} = 0 \quad (5.2)$$

第5.3図におけるごとく坐標をとると、

$$\left. \begin{aligned} V &= V_0 - Ez \\ V' &= -E = -\frac{V_0 - V_0'}{d} \\ V'' &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

(5.3) を (5.2) に入れて、

$$r'' - \frac{E}{2(V_0 - Ez)} r' - \frac{I_0}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{\eta}(V_0 - Ez)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{r} = 0 \quad (5.4)$$



第5.3図 近似電位分布

$$\left. \begin{aligned} Q &= \frac{1}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0\sqrt{\eta}} = 1.52 \times 10^4 \\ r &= r_0(1+\sigma) \\ r' &= r_0\sigma' \\ r'' &= r_0\sigma'' \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

とおくと、(5.4)はつぎのように書き換えられる。

$$\sigma'' - \frac{E}{2(V_0 - EZ)}\sigma' - \frac{QI_0}{(V_0 - EZ)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{r_0^2} (1+\sigma)' = 0$$

$\sigma \ll 1$ の範囲について考察すると、上式は近似的につぎのように表わされる。

$$\sigma'' - \frac{E}{2(V_0 - EZ)}\sigma' + \frac{QI_0}{(V_0 - EZ)^{\frac{3}{2}}} \frac{\sigma}{r_0^2} - \frac{QI_0}{(V_0 - EZ)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{r_0^2} = 0 \quad (5.6)$$

$\frac{I_0}{V_0^{\frac{3}{2}}} = P$ とおくと、これはビーム・パービアン스에相当する。これを用いて (5.6) を書き換えると、

$$\sigma'' - \frac{\frac{E}{V_0}}{2(1 - \frac{EZ}{V_0})}\sigma' + \frac{PQ}{(1 - \frac{EZ}{V_0})^{\frac{3}{2}}} \frac{\sigma}{r_0^2} - \frac{PQ}{(1 - \frac{EZ}{V_0})^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{r_0^2} = 0 \quad (5.7)$$

さらに、

$$\sigma'' - \frac{E}{2V_0\varphi(z)}\sigma' + \frac{PQ}{\{\varphi(z)\}^{\frac{3}{2}}r_0^2}\sigma = \frac{PQ}{\{\varphi(z)\}^{\frac{3}{2}}r_0^2} \quad (5.8)$$

とおくと、 $\varphi(z) = 1 - \frac{EZ}{V_0}$ であり、通常 $1 > \varphi(d) > 0.5$ の範囲が用いられる。

(5.8) を解くにあたり、解の傾向を調べるため $\varphi(z)$ を z の関数として考えず、 $z=0$ より $z=d$ までの範囲における平均値 φ_{av} を用い

て、(5.8)を線型常係数微分方程式に近似してとく。

初期条件として、 $Z=0$ にて $\sigma=0$ および $\sigma'=\sigma'_0$ とにおいて、微分方程式をとくと、その解はつぎのごとくになる。

$$(1) \quad \frac{E^2}{4V_0^2 \varphi_{av}^2} > \frac{4PQ}{\varphi_{av}^2 r_0^2} \quad \text{のとき}$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \frac{\sigma'_0 + a}{b} \varepsilon^{az} \sinh bz - \varepsilon^{az} \cosh bz + 1 \\ \sigma' &= \frac{a^2 - b^2 + a\sigma'_0}{b} \varepsilon^{az} \sinh bz + \sigma'_0 \varepsilon^{az} \cosh bz \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5.9)$$

$$\text{ここに} \quad a = \frac{E}{4V_0 \varphi_{av}}, \quad b = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E^2}{4V_0^2 \varphi_{av}^2} - \frac{4PQ}{\varphi_{av}^2 r_0^2}}$$

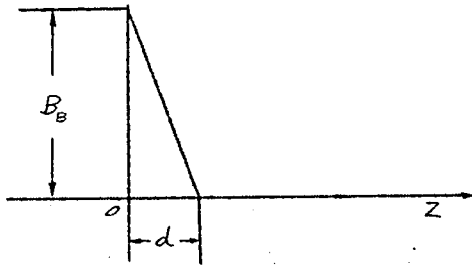
$$(2) \quad \frac{E^2}{4V_0^2 \varphi_{av}^2} < \frac{4PQ}{\varphi_{av}^2 r_0^2} \quad \text{のとき}$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \frac{\sigma'_0 + a}{b'} \varepsilon^{az} \sin b'z - \varepsilon^{az} \cos b'z + 1 \\ \sigma' &= \frac{a^2 + b'^2 + a\sigma'_0}{b'} \varepsilon^{az} \sin b'z + \sigma'_0 \varepsilon^{az} \cos b'z \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5.10)$$

$$\text{ここに} \quad a = \frac{E}{4V_0 \varphi_{av}}, \quad b' = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4PQ}{\varphi_{av}^2 r_0^2} - \frac{E^2}{4V_0^2 \varphi_{av}^2}}$$

(1)の場合で、さらにパービアンスが非常に低いとき $a \simeq b$ 、また集電極電位を低下せしめるとき $a > 0$ 。したがって、(5.9)より σ は σ'_0 の値の符号そのまま、絶対値は急速に増大する傾向をとるが、パービアン스가大きくなるにつれて b の値は小になり、 σ を正、すなわち、ビームを発散させる傾向が増大する。(2)の場合、 $a + \sigma'_0 > 0$ の条件においては常にビームを発散させる傾向をとる。

5.3 磁気しゃへいの影響



第5.4図 磁界分布

磁界が集電極入口で磁気しゃへいにより、前節電圧の場合と同様に第5.4図のごとく直線的に変化すると仮定すると、近軸電子線の運動方程式は(5.1)において、

$$V' = V'' = 0$$

とにおいて、

$$r'' + \frac{2B_z^2}{8V_0} r - \frac{2B_c^2 r_c^4}{8V_0} \frac{1}{r^3} - \frac{PQ}{r} = 0 \quad (5.11)$$

P および Q は、前節において用いたのと同じ意味を表わす。

$0 \leq z \leq d$ の範囲で、

$$B_z = \left(1 - \frac{z}{d}\right) B_B \quad (5.12)$$

にて表わされ、ここに B_B は集束磁界部の磁界の強さで、 $z < 0$ の範囲で一定の値をとる。

$0 \leq z \leq d$ の範囲では(5.11)は下記のごとく表わされる。

$$r'' + \frac{2B_B^2}{8V_0} \left(1 - \frac{z}{d}\right)^2 r - \frac{2B_c^2 r_c^4}{8V_0} \frac{1}{r^3} - \frac{PQ}{r} = 0$$

(5.5)の場合と同様の置換を行ない、

$$\sigma'' + \frac{2B_B^2}{8V_0} \left(1 - \frac{z}{d}\right)^2 (1 + \sigma) - \frac{2B_c^2 r_c^4}{8V_0 r_0^4} (1 + \sigma)^{-3} - \frac{PQ}{r_0^2} (1 + \sigma)^{-1} = 0 \quad (5.13)$$

d を十分小さくすれば、この範囲で $\sigma \ll 1$ と考えられるので、(5.13) は近似的に次のごとく表わされる。

$$\sigma'' + \frac{7B_0^2}{8V_0} \left(1 - \frac{Z}{d}\right)^2 (1 + \sigma) - \frac{7B_c^2 r_c^4}{8V_0 r_0^4} (1 - 3\sigma) - \frac{PQ}{r_0^2} (1 - \sigma) = 0$$

..... (5.14)

(5.14) は簡単に解を求めることは困難であるので、ビームの発散特性の概略を知るため磁気しゃへい部ではビーム半径は大きな変化がないとして σ がどのような影響を受けるか検討してみる。そのため (5.14) の σ の 1 次項を無視して次式を用いる。

$$\sigma'' + \frac{7B_0^2}{8V_0} \left(1 - \frac{Z}{d}\right)^2 - \frac{7B_c^2 r_c^4}{8V_0 r_0^4} - \frac{PQ}{r_0^2} = 0 \quad \text{..... (5.15)}$$

上式を積分して、 $Z=0$ にて $\sigma' = \sigma'_0$ なる境界条件を入れると、

$$\sigma' = \frac{7B_0^2 d}{24V_0} \left(1 - \frac{Z}{d}\right)^3 + \left(\frac{7B_c^2 r_c^4}{8V_0 r_0^4} + \frac{PQ}{r_0^2} \right) Z - \frac{7B_0^2 d}{24V_0} + \sigma'_0$$

$$\sigma'_d = \left(\frac{7B_c^2 r_c^4}{8V_0 r_0^4} - \frac{7B_0^2}{24V_0} + \frac{PQ}{r_0^2} \right) d + \sigma'_0 \quad \text{..... (5.16)}$$

(5.16) において、磁界の変化部距離 d を無限に小さくとした場合、 σ'_d は σ'_0 に等しく電子軌道の変化も小さいが、 d が増加するとともに、(5.16) の括弧内の項の影響が大きくなり、正の値で増加する。このことはビームが急速に発散する特性をとることを表わしている。

5.4 均一電位、無磁界中の発散

5.2および5.3において述べた、電位および磁界の転移部分を通
過したビームは、均一電位、無磁界の空間において発散を行なう。

この場合の近軸電子線の運動方程式は、(5.1)において、

$$V' = V'' = 0$$

$$B_z = 0$$

とにおいて、つぎのように表わされる。

$$r'' - \frac{2B_c^2 r_c^4}{8V_0^2 r^3} - \frac{PQ}{r} = 0 \quad (5.17)$$

P は集電極電位 V_0' にて表わせるパービアンズで、 $P' = \frac{I_0}{V_0'^2}$ を表わ
す。

(5.17) を解くに当たっては、(5.5) による置換を用いること
はできない。これは、 $\sigma \ll 1$ なる条件が成立しないためである。したが
って、つぎの置換を行なう。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \frac{r}{r_0} \\ \xi' &= \frac{r'}{r_0} \\ \xi'' &= \frac{r''}{r_0} \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

(5.18) を用いて (5.17) を書き換えると、

$$\xi'' - \frac{2B_c^2 r_c^4}{8V_0^2 r_0^4 \xi^3} - \frac{PQ}{r_0^2} \frac{1}{\xi} = 0 \quad (5.19)$$

$$\frac{2B_c^2 r_c^4}{8V_0^2 r_0^4} = X, \quad \frac{PQ}{r_0^2} = Y \quad (5.20)$$

とおくと、 X, Y は定数となる。したがって、(5.19) はさらに、

$$\xi'' - X \frac{1}{\xi^3} - Y \frac{1}{\xi} = 0 \quad (5.21)$$

2 ξ を両辺に乗じて積分を行ない、積分定数として $Z = 0$ 、換言すれば、 $\xi = 1$ の点における ξ' を ξ'_0 とすると、

$$(\xi')^2 = X \left(1 - \frac{1}{\xi^2}\right) + 2Y \ln \xi + (\xi'_0)^2 \quad (5.22)$$

$$\xi' = \pm \sqrt{X \left(1 - \frac{1}{\xi^2}\right) + 2Y \ln \xi + (\xi'_0)^2} \quad (5.23)$$

上式において、正符号は $\xi'_0 > 0$

負符号は $\xi'_0 < 0$ のときを表わす。

(5.23) は、さらに Z について積分して、

$$Z = \int_1^\xi \frac{d\xi}{\sqrt{X \left(1 - \frac{1}{\xi^2}\right) + 2Y \ln \xi + (\xi'_0)^2}} \quad (\xi'_0 \geq 0) \quad (5.24)$$

$$= \int_1^{(\xi)}_{\xi'_0=0} \frac{2d\xi}{-\sqrt{X \left(1 - \frac{1}{\xi^2}\right) + 2Y \ln \xi + (\xi'_0)^2}} + \int_\xi^\xi \frac{d\xi}{\sqrt{X \left(1 - \frac{1}{\xi^2}\right) + 2Y \ln \xi + (\xi'_0)^2}} \quad (\xi'_0 < 0) \quad (5.25)$$

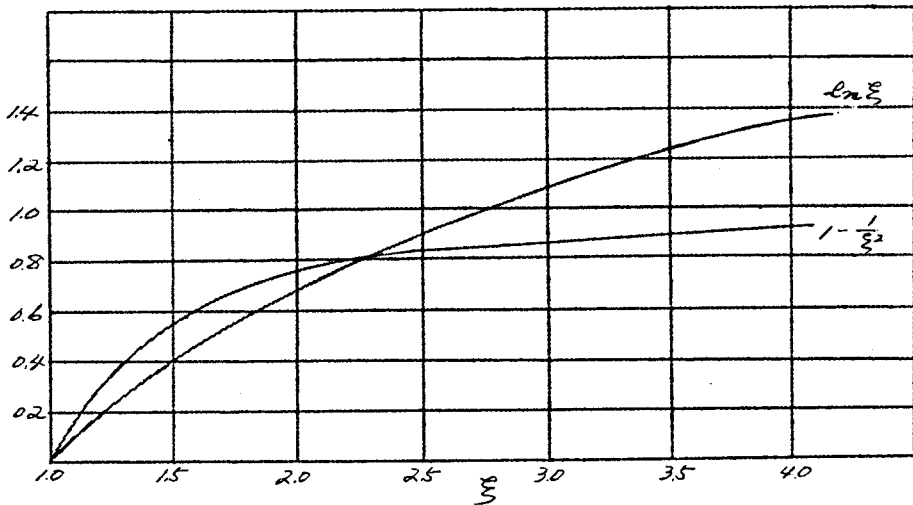
(5.24) および (5.25) が求める解を表わすが、この積分表示は簡単な関数で表現することは困難で、数値積分によらなければならない。

(5.24) は入射口において、平行および既に発散傾向を持っているビームに対する式を表わし、(5.25) は入射口において収れん特性を持ち、一度最小ビーム半径部で平行ビームになり、再び発散するビームに対する式で、一般には (5.24) の場合が大部分である。

(5.24) の数値計算をするに当たり、分母の平方根内の関数の特性を検討してみる。 X および $2Y$ なる係数は (5.20) で表わされるような入射口におけるビームの特性によって定まる定数である。数値計算解

を正規化するため $\sqrt{2Y}$ を左辺に移し、その代りに $Z\sqrt{2Y} = \frac{Z}{r_0}\sqrt{2PQ}$ を用いる。

$(1 - \frac{1}{\xi^2})$ および $\ln \xi$ が ξ に対して、いかに変化するかを示したのが第5.5図である。図より明らかに $\xi < 3$ の範囲では両者の差は比較的少ない。このことは、 X および $2Y$ の発散に寄与する影響が同じ程度であることを意味している。



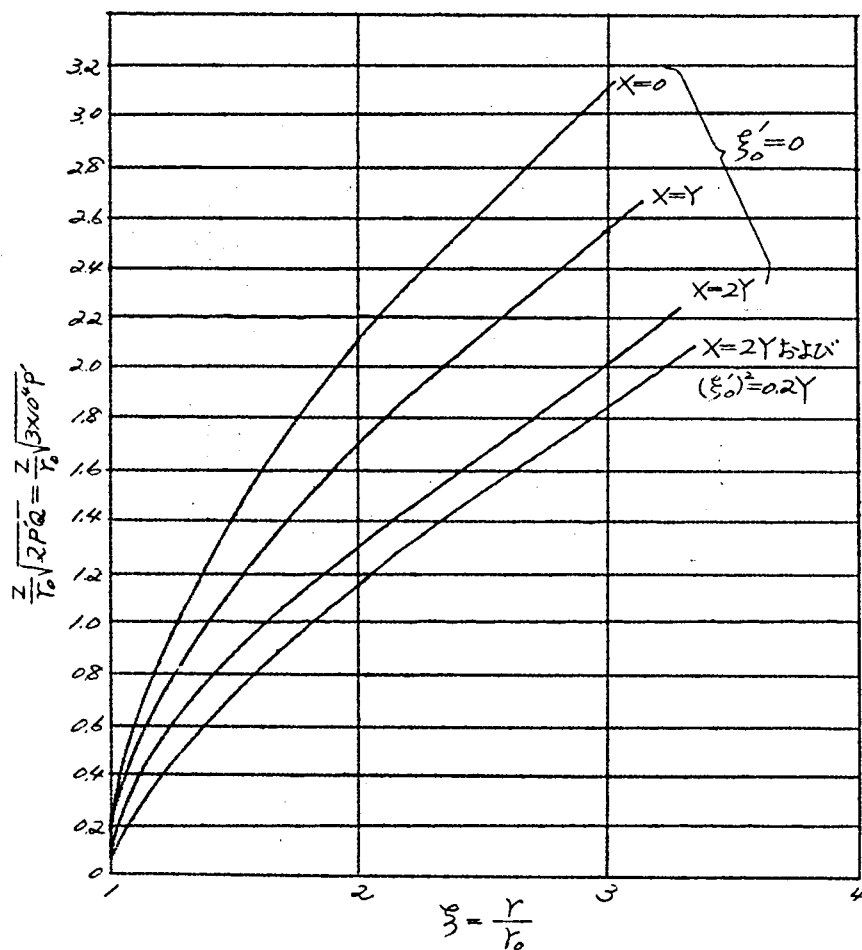
第5.5図 $\ln \xi$ および $1 - \frac{1}{\xi^2}$ と ξ との関係

$X=0$ 、すなわち、陰極が完全に磁気しゃへいされた状態 ($B_c=0$) より $X=Y$ および $X=2Y$ と陰極を通る磁束が増加した場合のビームの発散特性を第5.6図に示す。 $\xi'_0=0$ の場合より、 ξ'_0 がある正值をとる方が発散特性を加速することは、同図にても知ることができる。

$X=0$ 、 $\xi'_0=0$ のとき、ビーム発散曲線⁽⁵⁻⁵⁾と一致することは勿論である。

集電極に入射した電子ビームは、できるだけ早く発散する特性をとることが望ましい。しかし、集電極を設計する立場よりみれば、安全率を

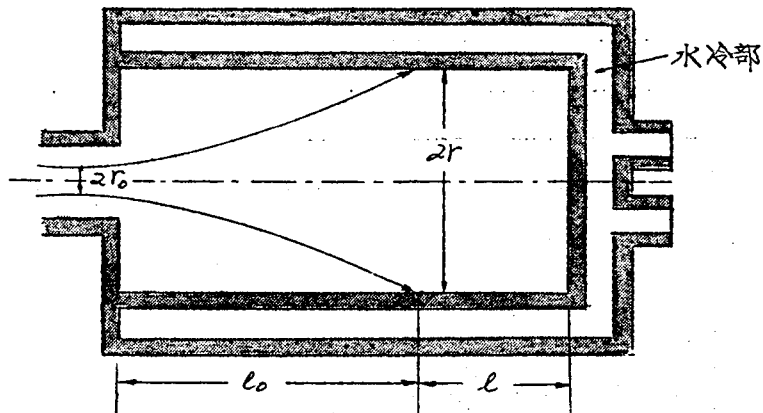
みてビームはビーム発散曲線に沿って発散するものとして、熱的計算を行なうことが安全である。



第5.6図 均一電位、無磁界中の電子ビームの発散

5.5 集電極の機械的設計⁽⁵⁻⁶⁾

5.4までの理論により集電極の熱的設計に当たっては、ビームはビーム発散曲線に沿って発散するものとして設計する必要があることを述べたが、本節では集電極の形状はいかに選定されるべきかを考察する。



第5.7図 集電極構造

集電極として最も代表的な形状は、第5.7図に示せる円筒状構造であり、その外部には冷却のための水の循環機構が付属している。第5.7図では、簡単のため、水の循環のための機械的構造を省略した。集電極の熱計算を最も簡単な考え方で解いてみる。

ビームの入射面積は、

$$\begin{aligned} S &= \pi r^2 + 2\pi r l \\ &= \pi r_0^2 \left(\xi^2 + 2\xi \frac{l}{r_0} \right) \dots\dots\dots (5.26) \end{aligned}$$

但し、 $\xi = \frac{r}{r_0}$ r_0 としては集電極入口におけるビーム半径をとる。

集電極に入射するビーム入力Wは集電極電位を V_0' とし、高周波励振のないもっとも熱負荷のかかる条件においては

$$W = V_o I_o$$

集電極単位面積当たりの損失 g は、

$$g = \frac{W}{S} = \frac{W}{\pi r_o^2 (\xi^2 + 2\xi \frac{\ell}{r_o})} \dots\dots\dots (5.27)$$

g は外部の冷却水の温度および流速によって g_{max} に制限があり、水冷の場合 g の値としては 100 W/cm^2 程度、特に流速を大にした場合は、 300 W/cm^2 程度までとることが可能である。

W および r_o は高周波部の設計によって与えられるので、 ξ および ℓ の値は (5.27) を用い、集電極全体のバランスを考慮に入れて決定することができる。また、 ℓ の値は前節の理論よりわかるように第 5.6 図を用いて求めることができる。

以上の設計方法で ξ 、 ℓ を変えて数値計算を行なえば、明らかになるが、 ξ の値はできるだけ小に送んだ方が設計上有利であることがわかる。以上の考察に当たっては、集電極は円筒状と考え、ビームを捕そくする全集電極面の平均単位面積当たりの熱損失を考えた。しかし、実際の集電極の動作に際しては、第 5.7 図において先端底面部と、 ℓ なる長さの円筒部において、単位面積当たりの熱損失に差のあることは容易に考えられる。

集電極の設計としては、単位面積当たりの熱損失ができるだけ均一であることが望ましい。そのためには、集電極形状はいかにあるべきかを考察する。

ビーム半径 r_o で集電極部に Z 軸に平行に入射してきた電子ビームを考え、入射口における電子流密度は均一と仮定する。このようなビームについて、入射口においてビームの内部にて半径 r_o に位置せる電子はいかなる発散曲線をとるか、まず検討してみる。

基本式は(5.17)と同様であり、ただ、その係数について下記の考慮が必要である。

簡単のため、陰極は磁気しゃへい型のフリルアン流のときを考え、

$$B_c = 0$$

Q は電子の位置に無関係の常数

P_i は空間電荷力による反発力を表わす係数であり、全ビーム電流 I_0 の場合を表わし、

r_{i0} の位置の電子に対する値として P_i' を用いると、

$$P_i' = \frac{I_0}{V_0^{\frac{3}{2}}} \frac{r_{i0}^2}{r_0^2} \dots\dots\dots (5.28)$$

(5.17)に相当する方程式としては、

$$r_i'' - \frac{P_i' Q}{r_i} = 0 \dots\dots\dots (5.29)$$

(5.29)に対する数値解としては、第5.6図、 $X=0$ 、 $\xi_0' = 0$ の曲線で表わされる。但し、この場合、横軸は $\xi = \frac{r_i}{r_{i0}}$ を表わし、また、縦軸は、

$$\frac{Z}{r_{i0}} \sqrt{2 P_i' Q} = \frac{Z}{r_{i0}} \sqrt{2 Q \frac{P_i' r_{i0}^2}{r_0^2}} = \frac{Z}{r_0} \sqrt{2 P Q} \dots\dots\dots (5.30)$$

(5.30)より明らかに縦軸は、ビーム内の電子の半径位置に関せず不変である。横軸 $\xi = \frac{r_i}{r_{i0}}$ は、電子軌道半径の発散率を表わすゆえ、上記理論の結論として、入射口において電流密度の均一なビームは、集電極部において、発散後もZ軸に垂直な平面に対しては電流密度は均一である。

以上のごとき特性をもつビームに対して、単位面積当たりの熱損失、換言すれば、電流密度を均一にするための集電極の形状の決定法につい

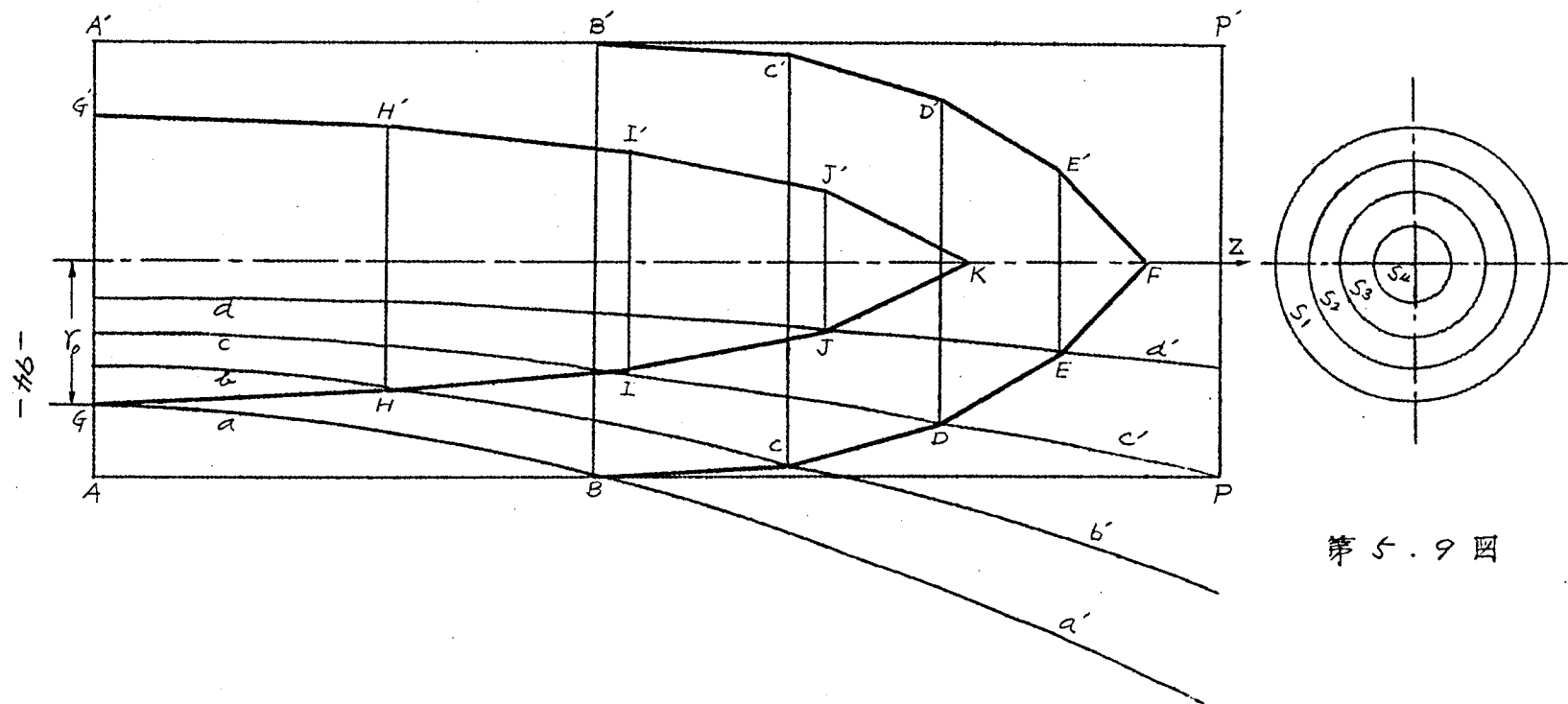
て述べる。

集電極に入射するビームの諸特性が既知の場合、第5. 6図における縦軸の単位に r_0 、 P' 、 Q の数値を代入することによって、 Z と r との関係を図示することができる。これを第5. 8図、曲線 aa' にて示す。 aa' は平面 AA' にて半径 r_0 にて平行に入射せるビームの外縁の拡がりを見せている。ビームの内部における電子の軌道は上に述べた理論により、ある任意の Z 軸に垂直な平面内においては、 aa' なる曲線のもつ Z 軸よりの距離を入射面 AA' における半径比率により分配することによって求まる。第5. 8図においては入射面において半径を4等分せる位置における電子の軌道を bb' 、 cc' 、 dd' にて示している。

集電極として $APP'A'$ なる円筒形の電極を用いた場合、平面 PP' においては電子軌道半径は3倍に発散しているゆえ、電流密度としては、 $\frac{1}{J_2} = \frac{1}{9}$ に低下しているが、円筒側面 $BPP'B'$ においては、電流密度の低下率は一定でなく、上記底面よりもはるかに電流密度は小さい。また、機械的冷却系の設計上よりも底面 PP' 部の冷却能力を上げることは困難で、このような円筒形集電極構造は高能率ではない。集電極内面に捕そくされるビームの電流密度は均一であることが望ましい。

このような要求に対して近似的図式解法を述べる。

- (1) まず、入射面 AA' において、曲線 aa' 、 bb' 、 cc' 、 dd' によって代表される電子の Z 軸に対する半径値を r_0 、 r_1 、 r_2 、 r_3 とし、これらの半径によって同心円をえがき、各同心円によってつくられたリングの面積 S_1 、 S_2 、 S_3 、 S_4 を求める。(第5. 9図)
- (2) 電流密度を集電極内面で $\frac{1}{k}$ に低下させる場合、 kS_1 、 kS_2 、 kS_3 、 kS_4 を求める。
- (3) 断面が $BCC'B'$ で表わされる直円錐台を考え (B および C はそれぞれ



第 5.9 图

第 5.8 图 集电极构造の決定法

れ曲線 aa' , bb' 上にあり、その側面積がつぎの関係式を満足するごとく \overline{BC} を決定する。

$$\pi (R_0 + R_1) \cdot \overline{BC} = kS_1 \dots\dots\dots (5.31)$$

但し、 R_0 , R_1 はそれぞれ直円錐台の両底面の半径を表わす。

(4) 同様に $CDd'c'$ なる直円錐台を考え、側面積をつぎの関係式を満足するよう \overline{CD} を求める。

$$\pi (R_1 + R_2) \cdot \overline{CD} = kS_2 \dots\dots\dots (5.32)$$

以下同様にして、 $ABCDEF E' D' C' B' A'$ なる弾頭形電極構造を求めることができる。 $BCDEF E' D' C' B'$ の内面においては電流密度がほぼ均一であることは容易に了解できる。この構造では、円筒部 $ABB'A'$ にはビームは到達せず、直接集電極としての機能を果たさないが、尚ほ熱伝導による冷却効果をもっている。

以上と同じような方法で、集電極内面最大半径を入射口におけるビーム半径に等しくした場合、同一の電流密度に対する形状を、 $GHIJK J' I' H' G'$ として求めることができる。これは集電極としては最小の電極寸法ですむ利点はあるが、実際の動作においては入射口においてビーム半径が変動すること、常に平行ビームとして入射しないこと等を考慮に入れて、安全率を考慮すれば、経験により入射口におけるビーム半径の1.5倍以上の底面半径をもつ構造にすることが望ましい。

5.6 結 言

集電極の設計に当たっては、磁界によって集束されたビームをできるだけすみやかに発散させることが必要である。そのため、集電極部は磁気しゃへいにより磁界よりしゃ断され、また能率向上のため集電極の電位

を低下させる方法がしばしば用いられる。本章においては、まず、これらの過渡部分の電子軌道におよぼす影響を求めた。つぎに、集電極内部の均一電位、無磁界中におけるビームの発散を求める式を誘導し、特に陰極が既に集束磁界中に浸された場合は、ビームの発散が著しく強調されることを数値計算例で示した。

最後に、フリルアン流における集電極の寸法決定の方法を図式解法によって求める方法を導き、一般に用いられる円筒形よりも弾頭形構造が理論的に理想構造に近いことを示した。

第 6 章 空 洞

第6章 空 胴

6.1 序 言

直進型クライストロンの空胴の特長としては、ほとんど折り返えし型（*reentrant*）に限られ、また、空胴間隙にグリッドを用いることは、ビーム透過および熱損失の点から大電力管ではほとんど行なわれない。空胴設計上の立場からは、空胴間隙寸法およびその直径が非常に重要であるが、これには、まず第ノにビームとの適当な高周波的結合を行なうよう考慮を払うべきである。これについては、2.5において高周波部設計パラメーターとして述べた。

間隙部構造が上述のごとくビームとの結合によって決定されるので、空胴本体の基本寸法はおのずから決定される。

空胴に要求される他の要素として、空胴は周波数調整機構をもたなければならない。周波数可変型クライストロンでは勿論のこと、周波数固定型でも、機械的構造の誤差を考慮に入れて、製造工程において周波数調整が可能のように構造上の考慮が必要である。小電力の場合には余り問題はないが、大電力の場合この同調機構の熱損失はクライストロンの機能に重大な障害を与える。

また、空胴には、入力および出力の結合回路が必要である。入力回路では小電力であるため同軸結合を多く用いるが、出力回路は周波数の非常に低い場合を除き、ほとんど空胴に設けた結合窓による導波管直結型を用いる。

クライストロンのみならず、一般に電子管において2次電子放射は真空管の動作機能に悪影響を与えることが多いが、クライストロン空胴に

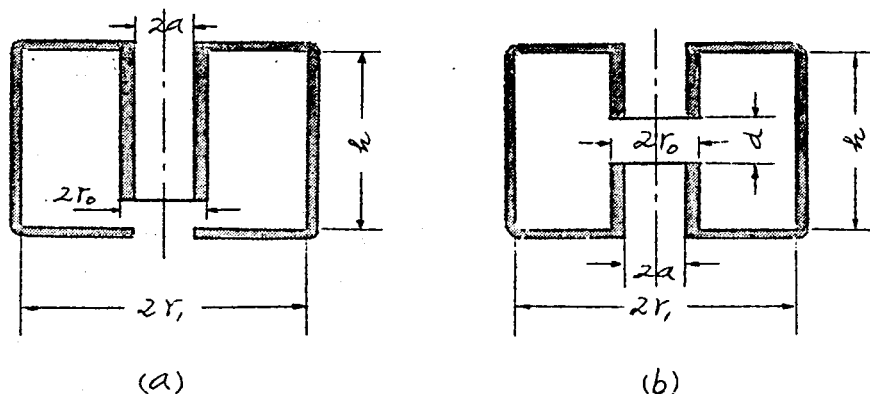
においても、空洞間隙部に発生した二次電子は、間隙寸法および高周波電圧、位相関係がある適当な値になると、空洞間隙に大きな負荷として表われるので、これに対する考慮も必要である。以下、

- 6.2 空洞の等価回路
- 6.3 同調機構の各種の方法
- 6.4 外部回路との結合部設計法
- 6.5 マルチパクター効果の解析
- 6.6 チューナーの温度上昇の検討

について述べる。

6.2 空洞の等価回路

直進型クライストロン空洞共振器としては、第6.1図に示すごくき折り返しし型がもっぱら用いられる。これは、電子ビームとの結合作用を行なわせるのに、最も都合のよい形状を持っていることによるが、クライストロンの空洞としては、この基本的な構造に、さらに周波数を可変にする同調機構、入力および出力の結合部が必要である。

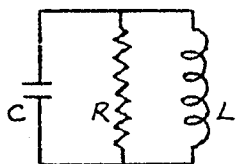


第6.1図 空洞断面

第 6. 1 図 (a) は上下非対称で反射型クライストロンまたは直進型で、ドリフト管の長さが設計上十分とれない場合に多く用いられ、その他一般には (b) 図の対称型構造がもっぱら用いられている。同図の空洞は第 6. 2 図に示す等価回路に置き換えることが可能で、このときの C, L,

R はつぎのように表わすことができる。^(6.1)

但し、グリッドのない場合のみを示した。



第 6. 2 図 空洞等価回路

$$\begin{aligned}
 (a) \text{ 図の場合} \quad & L = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \ln \frac{r_i}{r_o} \\
 & C = C_0 + C_1 \\
 & C_0 = \epsilon_0 \frac{\pi(r_o^2 - a^2)}{d} + \epsilon_0 \frac{\pi a^2}{d} \gamma \left(\frac{d}{a}, ka \right) \\
 & C_1 = 4\gamma_0 \epsilon_0 \ln \frac{\epsilon l_M}{d}, \quad l_M = \frac{\sqrt{(r_i - r_o)^2 + h^2}}{2} \\
 & \frac{\omega^2 L^2}{R} = \frac{1}{2\pi\delta\sigma} \left(\frac{h-d}{r_o} + \frac{h}{r_i} + 2 \ln \frac{r_i}{r_o} \right)
 \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned}
 (b) \text{ 図の場合} \quad & L = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \ln \frac{r_i}{r_o} \\
 & C = C_0 + C_1 \\
 & C_0 = \epsilon_0 \frac{\pi(r_o^2 - a^2)}{d} + \epsilon_0 \frac{\pi a^2}{d} \gamma \left(\frac{d}{a}, ka \right) \\
 & C_1 = 2\gamma_0 \epsilon_0 \ln \frac{2\epsilon l_M}{d}, \quad l_M = \frac{r_i - r_o}{2} \\
 & \frac{\omega^2 L^2}{R} = \frac{1}{2\pi\delta\sigma} \left(\frac{h-d}{r_o} + \frac{h}{r_i} + 2 \ln \frac{r_i}{r_o} \right)
 \end{aligned} \quad (6.2)$$

(6.1) (6.2) において、 ϵ_0 , μ_0 は、それぞれ真空の誘電率および透磁率、 σ は空洞壁の導電率、 δ は表皮作用の厚さを示し、ま

たゞは次式で表わされる。

$$\gamma\left(\frac{d}{a}, ka\right) = \frac{J_1(ka)}{kaJ_0(ka)} - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varepsilon^{-\frac{d}{a}\sqrt{\rho_{0n}^2 - k^2 a^2}}}{\rho_{0n}^2 - k^2 a^2} \dots\dots\dots (6.3)$$

ρ_{0n} はベッセル関数 J_0 の n 番目の根である。

(6.1) (6.2) の場合も共通に空洞の無負荷の Q 、すなわち、 Q_{co} はつぎの式で表わされる。

$$Q_{co} = \omega CR = \frac{R}{\omega L} \\ = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot 2\pi\delta\sigma / \left(\frac{k-d}{r_0} + \frac{k}{r_1} + 2 \ln \frac{r_1}{r_0} \right) \dots\dots\dots (6.4)$$

(6.1) (6.2) より明らかに、 C および L は空洞形状が相似である限り寸法に対して直線的に変化し、また、(6.4) の分母は相似であれば一定である。したがって、周波数によって変化する項は δ のみである。 $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}$ なるゆゑ、 Q_{co} は一般に周波数の平方根に逆比例して減少する。

6.3 同調機構について

クライストロンの各空洞は良好な動作特性を示すためには、各空洞の同調周波数を微細に調整することが必要であり、これは空洞外付きの場合は比較的問題はないが、空洞内蔵型の場合、真空容器としての空洞自体を可動にするか、あるいは空洞内部において可動片を封入して動かす必要があり、設計上多くの問題を生ずる。以下、構造的にこれらの同調機構を分類して優劣を論じてみる。

(1) 空洞壁可動型

この方法は直六面体空洞共振器の一面、あるいは円筒共振器の上下

の一面を機械的に可動にしたものである。このためには可動面は薄肉の柔軟性の大きい銅、ニッケル、あるいはこれらの合金の板を使用し、外部機構によって空洞の体積を増減して周波数を調整する。これの欠点は同調範囲が非常に狭いことであり、ほとんど固定周波数の用途以外には使用できない。

(2) 同 隙 寸 法 可 変 型

これは、第6.1図の空洞同隙寸法 d と構造上可変にしたもので、(a)項の空洞壁可動機構も同時に伴うことが多い。反射型クライストロンではこの方法が広く用いられているが、大電力管では軸方向の機械的強度を弱くするため、現在のところ余り多く用いられていない。この形式の空洞共振器の周波数範囲と必要な可変寸法との関係はつぎのごとく考えることができる。

空洞共振器の共振周波数を f 、等価容量を C 、とすると、

$$\omega = 2\pi f = \frac{1}{\sqrt{CL}}$$

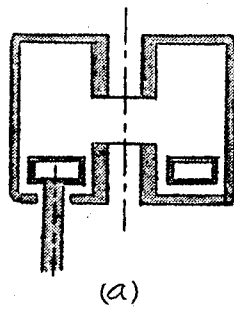
$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta C}{C} = \frac{1}{2} \frac{\Delta d}{d}$$

すなわち、周波数範囲を $\delta\%$ に送ぶと $\frac{\Delta d}{d}$ は $2\delta\%$ 可変にする必要がある。

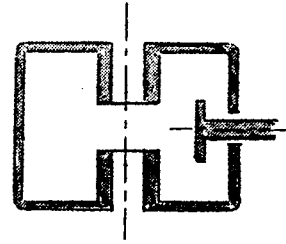
(3) チューナー板、またはリング可動型

第6.3図(a)は、ドーナツ状リングを上下することにより、周波数を可変にするものであり、周波数が直線的に変化する特長がある。

(b)は、空洞側面より同隙に対して容量性の板を挿入して、これを前後に動かして周波数を調整するもので、周波数変化の直線性は(a)の場合より悪い。両者共同隙におけるビームとの結合に対して影響を与



(a)



(b)

第6.3図 チューナー板、チューナーリング挿入図

える間隙構造に変化はないが、(b)の場合、円周上のある角度 θ の間につき金属板が存在するため、間隙の電位分布がこれによって影響を受け、 θ 方向の分布を生じビームとの結合作用に悪影響を与える。(a)の場合は軸対称であるためこのような心配はない。

第6.3図のような同調構造では最も問題は高周波損失によるチューナーの温度上昇であり、これは動作特性、真空管の寿命等に大きな影響を与えるので、これについては別に述べる。

(4) その他方法

周波数の比較的高い空洞の場合には(2)あるいは(3)の方法が設計上困難となるので、金属棒を側面より挿入する方法、あるいは主空洞と窓を通して結合せる副空洞の周波数を動かして共振周波数を変える方法も用いられている。

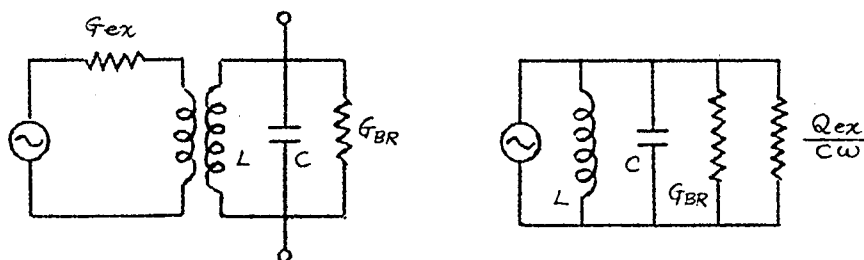
6.4 空洞と外部回路との結合部⁽⁶⁻²⁾

入力空洞および出力空洞はそれぞれ外部回路との結合部をもたなければならない。入力空洞の場合、取り扱う電力が比較的小さいので同軸結合を用いるが、出力空洞の場合は大電力であるので、同軸よりも結合窓

を通して導波管に直接結合する方法が多く用いられている。

6.4.1 入力結合部

入力結合部は励振電力の反射が最小になるように設計する。入力空洞を第6.4図に示す等価回路におくと、



第6.4図 入力空洞等価回路

G_{BR} はビーム負荷コンダクタンス G_B および壁損失のみによるコンダクタンス G_R の和、 G を空洞間隙よりみた全回路の等価コンダクタンス、結合の Q を Q_{ex} 、ビームおよび壁損失のみを考えた空洞の Q を Q_o 、壁損失のみを考えた空洞の Q を Q_{co} 、結合回路を含めた負荷時の Q を Q_L とすると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{Q_L} &= \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_{ex}} \\ Q_o &= \frac{\omega C}{G_{BR}} \\ Q_L &= \frac{\omega C}{G} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.5)$$

したがって、

$$G = G_{BR} + \frac{\omega C}{Q_{ex}}$$

空洞に最大の入力を与えるための条件は

$$G_{BR} = \frac{\omega C}{Q_{ex}}$$

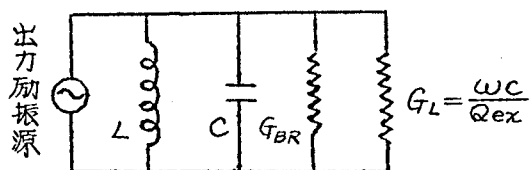
すなわち、

$$Q_{ex} = \frac{\omega C}{G_{BR}} = \frac{G_R}{G_{BR}} Q_{co} \dots\dots\dots (6.6)$$

6.4.2 出力結合部

出力空洞間隙に発生した高周波出力は、結合窓を通して外部導波管回路に結合される。

出力空洞の等価回路は第6.5図に示す。



第6.5図 出力空洞等価回路

出力間隙電圧がビーム電圧に比べて小さいときは、最大出力条件は小信号理論より直ちに

$$G_{BR} = G_L = \frac{\omega C}{Q_{ex}} \dots\dots\dots (6.7)$$

(6.7) は入力結合部と同一条件である。

高出力管においては、間隙電圧がビーム電圧と等しいとき、出力は最大となる。もし出力部の負荷 Q_L が高過ぎるとき、より高い間隙電圧によって電子の一部は引き返して能率が低下する。また、 Q_L が低いときは間隙電圧が低く十分な出力をとり出し得ない。

回路能率を含めた全能率 η_{max} は、 $G \simeq G_L$ なることを考慮に入れて

$$\eta_{max} = \frac{VI}{2V_o I_o} = \frac{I}{2V} \cdot \frac{V^2}{V_o I_o} = \frac{G_L}{2} (\alpha)_{max}^2 \frac{V_o}{I_o} \dots\dots\dots (6.8)$$

V 、 I はそれぞれ高周波電圧および電流、 α は高周波電圧とビーム電圧 V_o の比率、(6.8) よりビームインピーダンス、 η_{max} および α_{max} を仮定すれば G_L を求めることができる。

また、結合の Q 値、 Q_{ex} は、(6.6) の場合と同様に

$$Q_{ex} = \frac{G_R}{G_L} Q_{co} \dots\dots\dots (6.9)$$

(6.8) (6.9) より明らかなごとく、大電力管になると高パワースの電子銃を用いるので、必然的に G_L は大きくなり Q_{ex} を小さくする必要がある⁽⁶⁻³⁾。

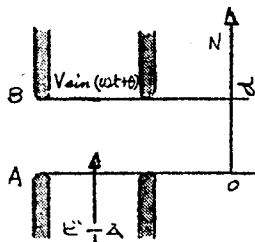
Q_{ex} を小にするため、空洞と外部回路との結合を密にすることは比較的容易であるが、問題は軸対称であるべき空洞構造において、結合部の存在によって軸対称性を失うことである。特に結合の密な場合、空洞間隙の電界分布の軸対称性がそこなわれることによって、ビームとの結合に円周上で不均一を生じ、出力特性に悪影響を与える。

したがって、このような場合、外部回路との結合部を空洞上の箇所限定せずに複数個所の結合部を設け、あとで合成する方法をとれば、対称性の維持には効果的である。

6.5 マルティパクター効果

マルチパクター効果とは、ドリフト管間隙先端に衝突せる電子が2次電子を放出し、これが電界によって反対側のドリフト管先端に当たり、ふたたび2次電子を放出する。衝突エネルギーが適当な値をとる場合、

2次電子放出率はノより大となり、電子の往復運動とともに電流値は大きくなり、空洞間隙のコンダクタンスを増大させ、遂に動作不能におち入る。⁽⁶⁻⁴⁾ 空洞間隙寸法、周波数、間隙電圧がいかなる関係にある場合、この現象が生ずるかを理論的に誘導してみる。



第6.6図 空洞間隙

空洞間隙部の構造を第6.6図に示す。
いま、 $t=0$ の瞬間、Aより放出された電子が間隙寸法 d に加わった $V \sin(\omega t + \theta)$ なる高周波電圧によって z 方向に加速されたとすると、電子の運動方程式はつぎのごとくになる。

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \gamma \cdot \frac{V \sin(\omega t + \theta)}{d} \quad (6.10)$$

ここに、 $\gamma = \frac{e}{m}$ を表わす。

上式を積分して初期条件を入れると

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\gamma V}{\omega d} \{ \cos \theta - \cos(\omega t + \theta) \} \quad (6.11)$$

$$z = \frac{\gamma V}{\omega d} \left\{ \frac{1}{\omega} \sin \theta - \frac{1}{\omega} \sin(\omega t + \theta) + t \cos \theta \right\} \quad (6.12)$$

2次電子放出が継続するためには、電子が間隙面を走行するのに要する時間が高周波電界の周期の $1/2$ 、すなわち、 $\frac{T}{2}$ またはその奇数倍であればよい。したがって、

$$t_d = (2n-1) \frac{T}{2} = \frac{2n-1}{2f} = \frac{(2n-1)\pi}{\omega} \quad (6.13)$$

ここに、 $n = 1, 2, \dots$

2次電子放出が継続するには、 $t=0$ に出発せる電子が t_d 時間経過

後、反対側の電極に到着することが一つの必要条件である。この条件はさらに、つぎのごとく表わされる。

(6.12) に以上の条件を入れて、

$$d = \frac{2V}{\omega d} \{2 \sin \theta + (2n-1)\pi \cos \theta\}$$

$$d = \frac{\sqrt{2V}}{\omega} \sqrt{2 \sin \theta + (2n-1)\pi \cos \theta} \dots\dots\dots (6.14)$$

(6.11) より

$$\left(\frac{dz}{dt}\right)_{z=d} = v_d = \frac{2V}{\omega d} \cos \theta \dots\dots\dots (6.15)$$

$$v_d = \frac{2\sqrt{2V} \cos \theta}{\sqrt{2 \sin \theta + (2n-1)\pi \cos \theta}} \dots\dots\dots (6.16)$$

2次電子放出比 $\phi > 1$ になる1次電子加速電圧は、真空管材料として多くの人によって研究されたデータがあり、たとえば、空洞に最も多く使われる銅の場合は約200~1600Vである。(6.16)の電子速度がこの電圧にあてはまる条件を求めるのに、eVの単位を用いると都合がよい。すなわち、

$$\frac{1}{2} m v_d^2 = \frac{2V \cos^2 \theta}{2 \sin \theta + (2n-1)\pi \cos \theta} e \dots\dots\dots (6.17)$$

(6.17)のeの係数が $\phi > 1$ なる加速電圧範囲に入ることが1条件であり、この位相角 θ において、(6.14)のdと ω の関係式を満たすことが第2の条件になる。この両者が満たされたとき、マルチパクター発生条件が成立したことになる。

クライストロン空洞間隙寸法決定にあたっては、是非避けるべき条件である。

(6.14) はつぎのようにも書ける。

$$\frac{\omega d}{u_0} = \sqrt{\frac{V}{V_0}} \sqrt{\sin \theta + \frac{2n-1}{2} \pi \cos \theta} \dots\dots\dots (6.18)$$

左辺は間隙寸法を決定するのに重大なパラメーターで、通常1に近い値をとることが多い。 $\frac{V}{V_0}$ はビーム電圧と高周波電圧の比で

$$\begin{array}{ll} \text{小信号動作のとき} & \frac{V}{V_0} \ll 1 \\ \text{大信号動作のとき} & \frac{V}{V_0} \simeq 1 \end{array}$$

したがって、小信号動作のとき (6.18) より $\sin \theta + \frac{2n-1}{2} \pi \cos \theta$ の値は1よりもはるかに大きな値をとることが必要で、 n の値もこれに依じて大きくなる。

6.6 チューナー温度上昇

6.3 に述べた同調機構において、チューナー自体空洞壁に接触して、外部への熱伝導のよい場合は問題がないが、(3) 項に述べたようなチューナー自体が空洞内の真空中に空洞壁と接触なしに支持され、熱の放散はふく射とチューナー支持柱の熱伝導による場合は、大出力空洞においては、その温度上昇は非常に問題になる。⁽⁶⁻⁵⁾⁽⁶⁻⁶⁾

問題となるのは出力空洞のみであるが、出力空洞の回路能率を考えてみる。負荷の等価コンダクタンス G_L 、空洞のコンダクタンス G_R とすると、負荷に消費される出力 P_L 、空洞損失 (チューナーを含めた) P_S は、(6.9) より次の関係がある。

$$\frac{P_S}{P_L} = \frac{G_R}{G_L} = \frac{Q_{ex}}{Q_{co}} \simeq \frac{Q_L}{Q_{co}} \dots\dots\dots (6.19)$$

P_S はさらに空洞壁に消費される損失 P_W と、チューナー自体の損失 P_T とに分離される。さらに、チューナーを入れない前の空洞の Q を Q_o' とすると、

$$\frac{P_T}{P_S} = 1 - \frac{P_W}{P_S} \approx 1 - \frac{Q_{co}}{Q_o'} = \frac{Q_o' - Q_{co}}{Q_o'} \quad (6.20)$$

したがって、

$$\frac{P_T}{P_L} = \frac{Q_L}{Q_{co}} \cdot \frac{Q_o' - Q_{co}}{Q_o'} \quad (6.21)$$

(6.21) の右辺の Q は、あらかじめ、cold の状態で測定することが可能であり、所要の出力時の P_T の値を予測できる。注意すべき事項として、空洞の壁損失および負荷による Q_o' 、 Q_L は出力によってほとんど影響を受けぬと考えてよいが、 Q_{co} がチューナーの温度上昇によって大きく低下することである。空洞の Q は、導電率を σ 、skin depth を δ とすると、 $\sigma\delta$ に比例する。 $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$ なるゆえ、 Q は $\sqrt{\sigma}$ に比例すると考えてよい。 σ は電極の温度によって大きく変化し、たとえば、銅の場合、チューナーの温度が $600 \sim 700^\circ\text{C}$ まで温度が上昇したと仮定すれば、 $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{4}$ にまで導電率が低下する。このことを考慮に入れて、 P_L の算定を行なうべきである。

(6.21) の右辺の値は一般に非常に小さい。多くて数%の程度である。しかし、 P_L の値が非常に大きいため、 P_T の値が無視できなくなる。 P_T による熱損失は支持柱とチューナー自体の熱ふく射によって失われるがチューナーの温度の概算は下記の方法で実施する。

$$\left. \begin{aligned} P_T &= W_R + W_C \\ W_R &= A V U^2 S \\ W_C &= \frac{k S'}{L} (U - U_o) \end{aligned} \right\} \quad (6.22)$$

(6.22)で W_R はふく射で失われる熱損失、 W_c は熱伝導で失われる熱損失であり、さらに

A : チューナー表面の全ふく射率

σ : Stefan-Boltzmannの定数、 $5.73 \times 10^{-12} \text{ W/}^\circ\text{K}^4 \text{ cm}^2$

U : チューナー温度

U_0 : チューナー支持機構(均一断面積の棒と見なす)端部の温度

S : チューナー表面積

S' : チューナー支持棒断面積

l : チューナー支持棒長さ

K : チューナー支持棒材質の熱伝導率

チューナー支持機構は、外部より容易に可動できる構造をとらなければならぬため、熱伝導率を十分良好な構造に設計することが困難な場合が多い。

熱ふく射を考えてみると一般に A は空洞の Q を下げぬためにも、表面仕上げは良好な状態を使用するつで、一般にきわめて小で、銅の場合、 1000°K 以下では $A < 0.1$ 程度と考えてよい。たとえば、 $A = 0.1$ と送ると、単位面積当たり 1 W の熱損失をふく射するのに表面温度は 1160°K という高温になり、この温度は寿命、品質等考えて十分危険な温度となる。

チューナー設計に対しては、支持機構の熱伝導をいかにしてよくするか、あるいは特殊な冷却方式を採用するか等、設計に際しては十分前もって検討を加えなければならぬ。

6.7 結 言

本章においては、まず、空洞構造決定に必要な等価回路、入出力結合部の決定法を述べ、さらに各種の同調機構の優劣について比較を行なった。

それとともに、特に問題になるマルチパクター効果およびチューナーの温度上昇等に関し、まず、前者については電子運動理論より理論的解析を行ない、マルチパクターの生ずる条件を求め、空洞設計においてはこの条件を避けるべきことを明らかにした。また、後者のチューナーの温度上昇は、大電力管の場合特に障害になるので、これを設計時に予測するために必要な算定方式を明らかにするとともに、これが避けられない場合は特別な冷却方法が必要であることを示した。

第 7 章 出 力 窓

第7章 出力管

7.1 序 言

クライストロンの高周波出力は、出力空洞結合部を通じて出力回路に導かれる。出力回路は周波数の特に低い場合を除いて導波管回路が用いられるがこの出力回路の途中において真空保持のための封着機構が必要であり、これを出力窓と称している。

出力窓に要求される事項としては、真空保持機能とともに、高周波回路としては、無損失、無反射であることが理想的である。この種の窓の材料としては、通常、マイカ、硝子、セラミック等が用いられるが、周波数、伝送電力によってもっとも適当な材質を選択する必要がある。

同軸回路、あるいは導波管回路にしても、この種の障害物のない場合は、きわめて大電力を伝送し得る能力を持っている。ところが、出力窓が存在するため、窓の材質の高周波誘電体損失により温度上昇を招き、ガス放出、スパーク等事故の原因となるとともに、熱膨脹の差によって金属との封着部に歪を生じて真空のリークをおこすこともある。

さらに、回路に誘電率の異なる部分が存在することにより、出力窓より反射波を生じ、出力空洞の特性に悪影響をおよぼす。

以上の二点が大電力クライストロンの出力窓についての重要な問題点である。以下、

ク. 2 においては、同軸、導波管両回路の最大伝送電力を一般論として論じた。

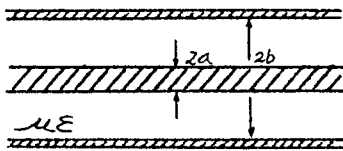
ク. 3 においては、出力窓として一般に用いられている構造について述べた。

ク. 4においては、出力窓の高周波損失による温度上昇を理想化された条件で求めた。

ク. 5においては、出力窓の反射特性について論じてみた。

7.2 最大伝送電力

7.2.1 同軸方式の最大伝送電力⁽⁷⁻¹⁾



第7.1図 同軸管構造

第7.1図の同軸回路に関して、その特性インピーダンス Z_0 は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} Z_0 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln \frac{b}{a} \\ &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sqrt{\frac{k_m}{k_e}} \ln \frac{b}{a} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (7.1)$$

ここに ϵ_0, μ_0 は真空の誘電率および透磁率であり、同軸管誘電体材料の誘電率 ϵ および透磁率 μ との間には次の関係がある。

$$k_e = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}, \quad k_m = \frac{\mu}{\mu_0}$$

$\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ は自由空間の波動インピーダンスで 377Ω であり、同軸管の半径を a, b とし、 $k_m = 1$ とみなすと、

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{k_e}} \ln \frac{b}{a} \quad \dots\dots\dots (7.2)$$

同軸回路を伝送する電力 P は、同軸管のせん頭電圧を V とすると、

$$P = \frac{1}{2} \frac{V^2}{Z_0} = \frac{\sqrt{k_e} V^2}{120 \ln \frac{b}{a}} \quad \dots\dots\dots (7.3)$$

中心導体表面の電界強度を E_a とすると、

$$V = \int_a^b \frac{aE_a}{r} dr = E_a \cdot a \ln \frac{b}{a} \quad (7.4)$$

(7.3)、(7.4) より

$$P = \frac{E_a^2 a^2}{2Z_0} \left(\ln \frac{b}{a} \right)^2 = \frac{E_a^2 a^2}{120} \sqrt{k_e} \ln \frac{b}{a} \quad (7.5)$$

(1) 一定波長での最大伝送電力

同軸管を基本モードで使用して、高次モードを抑制するためにはその波長はつぎの λ_c より短くなければならない。

$$\left. \begin{aligned} \lambda_c &\approx \sqrt{k_e} \pi (a+b) \\ \text{したがって、} \\ a &\approx \frac{\lambda_c}{\pi \sqrt{k_e} (1+\eta)} \end{aligned} \right\} \quad (7.6)$$

$$\text{ここに、} \quad \eta = \frac{b}{a}$$

(7.5) より

$$P = \frac{E_a^2 \lambda_c^2 \ln \eta}{120 \pi^2 \sqrt{k_e} (1+\eta)^2} \quad (7.7)$$

すなわち、一定の λ_c に対して最大の出力を伝送する η が存在する。

$\frac{\ln \eta}{(1+\eta)^2}$ を最大にする η は 2.09 であり、このとき、

$$\left. \begin{aligned} Z_0 &= 44.4 / \sqrt{k_e} \\ P_{\max} &= 6.53 \times 10^{-5} \frac{E_a^2}{\sqrt{k_e}} \lambda_c^2 \\ a &= 0.103 \frac{\lambda_c}{\sqrt{k_e}} \quad b = 0.215 \frac{\lambda_c}{\sqrt{k_e}} \end{aligned} \right\} \quad (7.8)$$

(7.8) は波長が与えられた場合の最大出力値およびその寸法を示している。

(2) 外部導体寸法が与えられた場合の最大伝送電力は、

(7.5) より

$$P = \frac{E_a^2 \sqrt{k_e} b^2}{120} \cdot \frac{\ln \eta}{\eta^2} \dots\dots\dots (7.9)$$

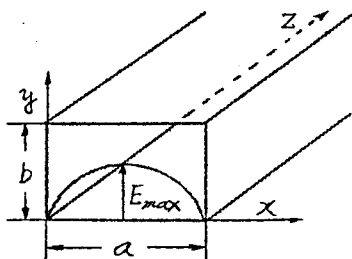
$\ln \eta / \eta^2$ を最大にする条件は、 $\eta = 1.65$ で、このとき

$$\left. \begin{aligned} Z_0 &= 30 / \sqrt{k_e} \\ P_{max} &= 1.53 \times 10^{-3} \sqrt{k_e} b^2 E_a^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7.10)$$

(7.8)、(7.10) にみられるごとく、最大電力は E_a^2 に比例する。同軸管においては中心導体表面にて電界強度が最大となるゆえ、同軸封着機構がこれに対しどれだけ耐え得るかによって最大伝送電力は制約をうける。

7.2.2 導波管の最大伝送電力⁽⁷⁻²⁾

導波管型出力回路の最大伝送電力の関係式はつぎのようにして求められる。最も多く用いられる TE_{10} モードに対して、伝送電力 P 、最大電界強度 E_{max} 、特性インピーダンス Z_0 の間にはつぎの関係式が成立する。



$$\left. \begin{aligned} \frac{E_{max}^2}{2P} &= \frac{2Z_0}{ab} \\ E_{max} &= 2\sqrt{\frac{PZ_0}{ab}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7.11)$$

第7.2図 導波管構造電界強度

Z_0 は次式で与えられる。

$$Z_0 = \left| \frac{E_y}{H_x} \right| = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \left. \vphantom{\frac{E_y}{H_x}} \right\} \dots\dots\dots (7.12)$$

$$= \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda}$$

λ および λ_g はそれぞれ媒質中における空間波長および管内波長を表わす。

(7.11), (7.12) より

$$P_{max} = \frac{ab}{4} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{\lambda}{\lambda_g} E_{max}^2$$

大気圧、あるいは真空中では、 λ および λ_g をそれぞれ λ_0 および λ_{g0} と表わして、

$$P_{max} = 6.63 \times 10^{-4} ab \frac{\lambda_0}{\lambda_{g0}} E_{max}^2 \dots\dots\dots (7.13)$$

7.2.3 同軸管および導波管の比較

大気圧においては、絶縁破壊に対しては最高 $3 \times 10^6 \text{ V/m}$ の電界強度まで耐えることができるが、この値は気圧の上昇とともに大きくなる。一方、真空中においては、電極の表面状態、あるいはその形状によって著しく影響を受ける。(7.10) および (7.13) を比較すれば、 E_{max} をある値におさえ、伝送系の断面積、すなわち、同軸の場合、 πb^2 、導波管の場合 ab を等しいと置いて、そのときの最大伝送電力を比較すると、

(7.10) を書き換えて、

$$P_{max} = 4.82 \times 10^{-4} \pi b^2 E_{max}^2 \quad (e_e = 1 \text{ のとき})$$

(7.13) で λ/λ_g は通常の導波管構造では約 $\frac{1}{2}$ であるから、上式と比較して、 P の値は余り相異なることがわかる。

(7.8)、(7.10)、(7.13) を用いて計算せる P_{max} は、 E_{max} に理論的数値を入れると非常に大きな値になり、これは理想的な状態において可能であり、一般に伝送系は接続部を有し、ここでの異状電界、あるいは真空と大気圧との境界部にあたる出力窓における異状電界、出力窓の材質の高周波損失による温度上昇等の問題によってほとんど制約される。

ただ、導波管系の場合、周波数によって寸法が規定されるが、同軸の場合は自由に寸法を選定することができるので、周波数 1000 MC 以下で導波管は非常に大きな寸法になるが、同軸管ではこれに比してはるかに小さい寸法で設計可能で有利である。

7.3 出力窓の構造

7.3.1 出力窓として要求される条件

(1) 真 空 気 密 で あ る こ と

出力窓は真空管外周器の一部を形成するものであり、真空气密はそのための第1の必要条件である。出力窓の材料としては、ガラス、マイカ、セラミック等、各種の誘電体物質が用いられ、通過高周波電力、あるいは周波数によって、最も適当なものが選ばれる。

これらの材料を外部の導波管に封着する方法としては、ガラスの場合は、その膨脹係数のほぼ等しいゴボールに封着して行ない、マイカはその膨脹係数の点で肉厚のものは封着は困難で、 0.1 mm 前後の肉薄のものを粉末ガラスを介して封着する。また、セラミック

う場合は、その封着面を金属粉末層で焼結し、封着用合金を介して真空気密にする。

出力窓としては、上記に列記した材料の他に、さらに高周波特性あるいは温度特性の良好な水晶、あるいはベリリヤ等が考えられるが、封着方法が未完成のため実用化されない状況である。

(2) 温度変化に対して丈夫であること

出力窓は使用状態において、その高周波誘電体損失によってさめて高温度に上昇する場合が多い。かかる温度変化に対して、誘電体物質およびその封着面が耐え得ることが必要である。

そのため、大電力の場合出力窓を保護するため、強制空冷あるいは水冷方式によって冷却することが必要になってくる。

(3) 電気的特性の良好であること

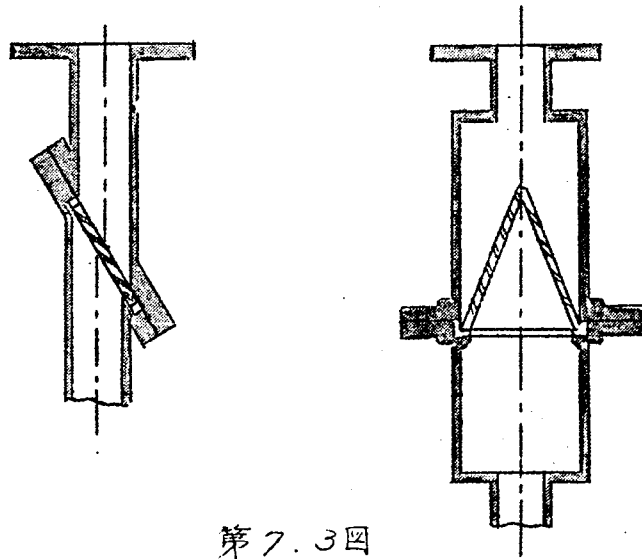
出力窓の材料の誘電率は、真空のそれよりもはるかに高い値をとること、および真空封着部としての設計上やむを得ず導波管回路系に不規則部を生ずる。出力窓の総合特性として V, S, W, R をできるだけ低く選ぶこと、およびその周波数特性の良好なことが電気的特性として必要条件である。

7.3.2 出力窓の構造例

(1) 矩形導波管に矩形窓を斜めに設ける方法 (第7.3図 a)

窓を斜めに設ける理由は、導波管軸に直角に窓を設ける場合よりも、整合特性が良好であること、および温度上昇に対し有利であることである。

この構造の欠点は、筆者等の S バンド 4 MW 出力クライストロンでの試作結果、つぎの諸点にある。



第 7. 3 図

a. 出力窓構造例（矩形） b. 出力窓構造例（コニカル）

矩形セラミック板の機械的精度を得ることが困難なこと、したがって、その封着自体も不満足である。出力窓の周辺的支持板機構の構造が複雑で、動作時高周波スパークングをもちやすい。

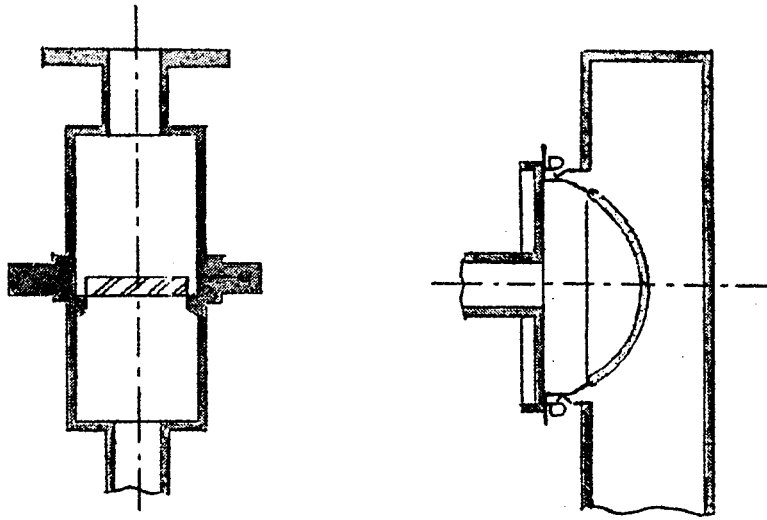
(2) 円形導波管変換、コニカル窓皮用法（第 7. 3 図 b）

矩形導波管部で封着を行なうことは、機械的構造が複雑で、特に製作工程に問題が多いので、矩形導波管を円形導波管に変換を行ない、コニカルセラミックを封着するものである。

結果は比較的良好であるが、日本においてはコニカルセラミックの肉厚のバラツキが少ないものを得ることが困難なため、電気的特性の均一な出力窓を常に得ることが困難なのが欠点である。

(3) 円形導波管変換、円板窓皮用法（第 7. 3 図 c）

この方法は、第 7. 3 図 b のコニカルセラミックの代りに円板セラミックを用いるもので、円形導波管部の設計に十分の考慮を払



第7.3図

c. 出力窓構造例（円板）

d. 出力窓構造例（ドーム状）

えば、満足すべき整合特性を得ることができる。

円板セラミックは、機械的精度を得ることが容易であり、また、コニカル型に比して円形導波管部の長さを小さくとり得る利点がある。

第7.3図 a, b, c の3種の出力窓構造の試作結果を比較してみ、c の構造が最も製作が容易であり、電気的特性も良好である。

(4) そ の 他 （第7.3図 d）

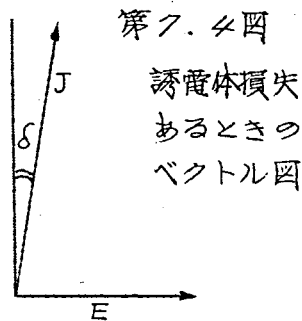
第7.3図 c の変形と考えられる。

矩形導波管より円形に変換して、そのまま外部T分岐導波管によって出力を取り出す。

筆者らはLバンド2MW出力クライストロン開発に快用した例であるが、構造が簡単であり、電気的特性も良好である。

7.4 出力窓の高周波損失による温度上昇

出力窓は通常ガラス、セラミック等の誘電体材料を使用するが、高周波電界による誘電体損失により温度上昇を招き、これによって通過電力に制約が加えられる。大電力マイクロ波管においては、出力窓に起因する事故が非常に多いが、これももとを正せば高周波損失による温度上昇が原因である場合が多い。



誘電体に損失のある場合の誘電率 ϵ は、複素数によってつぎのように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \epsilon' - j\epsilon'' \\ \tan \delta &= \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \end{aligned} \right\} \dots\dots (7.14)$$

単位体積当たりの誘電体損失 P を考えると、 δ は非常に小さいので、つぎの関係式が成立する。

$$\begin{aligned} P &= JE \cos\left(\frac{\pi}{2} - \delta\right) \\ &= JE \sin \delta \\ &\approx JE \tan \delta \\ &= \omega E^2 \epsilon \tan \delta \\ &= \omega E^2 k_e \epsilon_0 \tan \delta \dots\dots (7.15) \end{aligned}$$

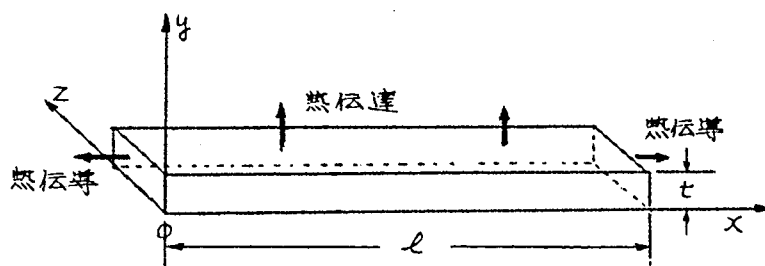
ここに、 ϵ_0 は、真空の誘電率、 k_e は材質の比誘電率を表わす。

(7.15)において、 E を高周波電界の最大値、 E_{max} で表わすと、平均単位時間の高周波損失 W はつぎのとおりである。

$$W = \frac{1}{2} \omega E_{max}^2 k_e \tan \delta \times 8.854 \times 10^{-12} \dots\dots (7.16)$$

(7.16)に相当する高周波損失を生じたとき、この熱は熱伝導によって周囲の金属導体に奪われるとともに、表面の空気層によって熱伝達によって冷却される。

このような冷却作用を受ける場合の誘電体の温度上昇を理想化された条件のもとに誘導してみる。



第7.5図

第7.5図に示すごとく、長さ l 、厚さ t なる矩形板を考え、熱伝導は x 方向のみとし、 x 方向に垂直な平面内においては、温度は均一なものとして仮定する。

矩形板は、 $x=0$ および $x=l$ において、温度 U_0 なる金属面に接して冷却されるとともに、 $y=t$ なる片面より外部気体により空冷され、熱を奪われると考える。 t は l に比して非常に小さく、肉厚方向には温度勾配はないと考え、また、片面は真空に面しているため、一面のみより冷却されると考える。

以上の仮定のもとにおいて、温度 U は x のみの関数であり、つぎの熱伝導方程式が成立する。

$$-Kt\Delta Z\left(\frac{dU}{dx}\right)_{x+\Delta x} + Kt\Delta Z\left(\frac{dU}{dx}\right)_x = t\Delta x\Delta Z \cdot W - \Delta x \cdot \Delta Z \cdot \gamma(U - U_a) \quad (7.17)$$

W : 誘電体の単位体積当たりの高周波損失で、今考えている矩形板内では均一と考える。

K : 誘電体の熱伝導率

γ : 誘電体と冷却気体との間の熱伝達係数

U_a : 冷却気体温度

(7.17) はつぎの微分方程式に書き換えられる。

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{W}{K} - \frac{\gamma}{Kt} (U - U_a) = 0 \quad (7.18)$$

この方程式の一般解はつぎのように表わされる。

$$U = A \varepsilon^{\sqrt{\frac{\gamma}{Kt}} x} + B \varepsilon^{-\sqrt{\frac{\gamma}{Kt}} x} + \frac{tW}{\gamma} + U_a \quad (7.19)$$

$x=0$ および $x=l$ で $U=U_0$ なる境界条件を入れて A 、 B なる積分定数を求め、上の式を書き直すと、

$$U = \frac{\sinh \sqrt{\frac{\gamma}{Kt}} x + \sinh \sqrt{\frac{\gamma}{Kt}} (l-x)}{\sinh \sqrt{\frac{\gamma}{Kt}} l} (U_0 - U_a - \frac{tW}{\gamma}) + U_a + \frac{tW}{\gamma} \quad (7.20)$$

(7.20) の右辺第1項は $x = \frac{l}{2}$ において極値をもつ。すなわち、最高温度は、

$$U_{\max} = \frac{1}{\cosh \sqrt{\frac{\gamma}{Kt}} \cdot \frac{l}{2}} (U_0 - U_a - \frac{tW}{\gamma}) + U_a + \frac{tW}{\gamma} \quad (7.21)$$

境界の金属部温度 U_0 および冷却気体の温度 U_a が等しく U_f の場合、誘電体の最高温度上昇 ($U_{\max} - U_f$) を求めると、

$$U_{\max} - U_f = \frac{tW}{\gamma} \left(1 - \frac{1}{\cosh \sqrt{\frac{\gamma}{Kt}} \cdot \frac{l}{2}} \right) \quad (7.22)$$

W の値としては(7.16)にて表わされるので、誘電体材質に支配される頂のみをとりあげると、

$$U_{max} - U_r = C \frac{\epsilon_e \tan \delta}{\sigma} \left(1 - \frac{1}{\cosh \sqrt{\frac{\sigma}{K\epsilon}} \cdot \frac{\ell}{2}} \right) \quad \dots\dots\dots (7.23)$$

C は設計寸法および動作条件によって定まる常数である。 $(U_{max} - U_r)$ の値はできるだけ小であることが望ましい。誘電体材料としては $\tan \delta$ および ϵ_e のできるだけ小なること、 σ および K はできるだけ大であることが望ましい。一般に $\tan \delta$ のみで誘導体の優劣を論ずるのは誤りである。

(計 算 例)

実際の出力窓に適用する例をあげると、矩形導波管で z 軸に垂直に封着された窓の場合、 TE_{10} モードでは長辺の中央部で電界強度最大で熱伝導は短辺に平行な方向にのみ行なわれるものと考えて近似できる。このような仮定のもとに ℓ の値として短辺 b をとれば、中央部における温度上昇と概算することができる。

いまSバンドについて計算例を示すと、

$$\ell = 4.32 \times 10^{-2} \text{ m}$$

$$\tau = 0.3 \times 10^{-2} \text{ m}$$

$$K = 2.0 \text{ W/m}^2/\text{m}/^\circ\text{C}$$

$$\sigma = 10 \text{ W/m}^2$$

以上の数値を用いて、 $U_{max} - U_r$ を求めると、

$$U_{max} - U_r = 0.087 \times 10^{-3} \times W$$

$U_{max} - U_r$ を最高、 300°C まで許し得るとした場合の W は、

$$W = 3.45 \times 10^{16} \text{ W/m}^3$$

(7.16) より、このときの E_{max} は、

$$f = 3000 \text{ MC}, k_e = 8.8, \tan \delta = 3 \times 10^{-4} \text{ とすると}$$

$$E_{max} = 1.25 \times 10^5 \text{ V/m}$$

(7.13) より

$$\begin{aligned} P_{max} &= 6.63 \times 10^{-4} \times 8.64 \times 4.32 \times 10^{-4} \times 0.77 \times 1.25^2 \times 10^{10} \\ &= 30 \times 10^3 \text{ W} \end{aligned}$$

P_{max} は約 30 KW になり、(7.13) より求めた大気圧中の最大伝送電力の約 $\frac{1}{5}$ に低下する。

以上の計算例でも明らかなように、出力窓の誘電体損失が高周波出力を制限する大きな要素になっており、大電力管においては出力窓を強制的に空冷すること、あるいは、出力窓の周辺の導波管部を水冷することが効果的である。

ところが、一方、パルス使用の真空管の場合、誘電体の温度上昇は平均出力で制限を受けるが、電界はパルス印加時非常に大きくなり、絶縁耐力の点から真空にするか、加圧するかいずれかの方法をとらなければならない。これは、実際使用面において、出力窓を空冷するという考え方と矛盾することにもなり、パルス管の大きな問題点となる。この場合、誘電体材質としては、高周波損失の少ない熱伝導率の大きな材料を用いて導波管部を水冷することが望ましい。

第7.ノ表に最も多く用いられる各種誘電体材料の特性一覧表を示す。表中ベリリヤの熱伝導率が他のセラミックに比してきわめて大きく、その他の諸特性も余り大きな差がないことより、この種の目的には最適で

あることがわかる。(第フ.ノ表 次頁参照)

ただ、材料特性が問題であるとともに、出力窓に要求される事項として、金属と封着可能であること、さらに、封着後も温度変化に対して、クラック、リーフ等の事故のないこと等の条件が満たされねばならぬ。

7.5 出力窓における反射

出力空洞から負荷までの導波管回路に真空封着機構としての窓が不連続的に存在することによって窓よりの反射により定在波を生ず。クライストロンの出力特性を良くするためには、定在波比をできるだけ低くおさえる必要がある。

クライストロンの出力窓の高周波特性を解析するつに、便宜上、矩形導波管 TE_{10} モードについて考えてみる。

誘電体で満たされた導波管の特性インピーダンス Z_0 は次式で与えられる。⁽⁷⁻³⁾

$$\begin{aligned} Z_0 &= \frac{j\omega\mu}{\alpha + j\beta} = \frac{\omega\mu\beta}{\alpha^2 + \beta^2} (1 + j\frac{\alpha}{\beta}) \\ &= \frac{\omega\mu}{\beta + \frac{\omega^2\epsilon''\mu^2}{4\beta^3}} (1 + j\frac{\omega^2\epsilon''\mu}{2\beta^2}) \dots\dots\dots (7.24) \end{aligned}$$

ここに、 α および β は減衰定数および位相定数を表わす。

$\tan\delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ 、誘電体で満たされた空間波長 λ およびその管内波長 λ_g を用いて (7.24) を書き換えると、

$$Z_0 = \frac{\lambda_g}{\lambda} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon'}} \frac{1 + j\frac{1}{2} \tan\delta (\frac{\lambda_g}{\lambda})^2}{1 + \frac{1}{4} \tan^2\delta (\frac{\lambda_g}{\lambda})^4} \dots\dots\dots (7.25)$$

第 7.1 表 誘 電 体 材 料 諸 特 性

類 別	アルミナ	アルミナ	アルミナ	フォステライト	フォステライト
メーカー	日本特殊陶業	全 友	American Lava Corp.	American Lava Corp.	日本特殊陶業
材 質 名	P-6	HA-89	ALS; Mag. 614	ALS; Mag. 243	MS-219
組 成	約90% Al_2O_3 アルカリ土酸化物	89% Al_2O_3	96% Al_2O_3 MgO, SiO_2	主成分 $2MgO, SiO_2$	全 友
色 調	白 色	白 色	白 色	淡ラクダ色	白 色
比 重	3.5	3.5	3.7	2.8	3.1
硬 度 (モース)	9	9	9	7.5	7.5
最高使用温度 $^{\circ}C$	(1400)	(1400)	1550	1000	(>1000)
軟化温度 $^{\circ}C$	(1450)	(1450)	1650	1440	(>1400)
熱伝導率 $\frac{cal}{cm \cdot sec \cdot deg}$	0.028	0.03	0.045	0.008	0.008
線膨張係数 $\times 10^{-7}$ [例 65/300 は $25^{\circ}C \sim 300^{\circ}C$ の平均値 65 $\times 10^{-7}$ であることを示す]	74/700 78/1000	72/700 79/1000	65/300 79/700	100/300 112/700	108/1000 —
抗压強度 kg/cm^2	11600	—	28000	5950	—
抗折強度 kg/cm^2	2300	2200	4200	1400	1300
抗 張 力 kg/cm^2	—	—	1750	700	—
体積固有抵抗 $\Omega \cdot cm (25^{\circ}C)$ [例 $2 \times 10^{11}/300^{\circ}C$ は $25^{\circ}C$ における値] (500 $^{\circ}C$) (700 $^{\circ}C$) (900 $^{\circ}C$)	$> 10^{14}$ 2×10^9 8×10^7 —	$> 10^{14}$ $> 10^9$ $> 10^8$ —	$> 10^{14}$ 7.3×10^7 3.5×10^6 6.8×10^5	$> 10^{14}$ 1.2×10^{10} 1.0×10^8 3.0×10^6	$> 10^{14}$ 4.0×10^{10} 1×10^9 —
比誘電率 (E) 1 MC 10 MC 100 MC 1000 MC 10000 MC	9.1 — — — —	8.8 8.8 — — 8.7	9.3 — — — 9.1	6.2 — 6.1 — 5.8	6.3 6.3 — — 6.1
誘電体力率 $\tan \delta \times 10^4$ 1 MC 10 MC 100 MC 1000 MC 10000 MC	3.9 — — — —	4 4 — — 9	3 — — — 14	4 — 3 — 10	2 2 — — 6
破壊電圧	15.2 kV/mm	15 kV/mm	230 V/mil	240 V/mil	19 kV/mm

ジルコン	ベリリヤ	ステアタイト	ガラス	ガラス	マイカ
American Lava Corp.	日本碍子	日本特殊陶業	Corning Glass Works	△ 左	
ALSi-Mag 4475		MS-118	7052	7070	Muscovite
主成分 $ZrO_2 \cdot SiO_2$	主成分 BeO	$MgO \cdot SiO_2$ 系	主成分 SiO_2 B_2O_3	主成分 SiO_2 B_2O_3	H_2KAl_3 (SiO_4) ₃
白 色	白 色	白 色	—	—	
37	3025	28	2.28	2.13	26~32
8	9	7.5	—	7	28~32
1100	2000	(>900)	—	—	—
1440	—	(>1300)	708	—	>1550
0.062	0.63	0.006	—	0.0028	0.0008~0.0014
44/300 4/700	58/200 800/1000 120	89/1000 —	46/300 —	32/300 —	170~250/300 150~340/600
7000	14000	—	—	—	—
1550	—	1200	—	—	—
840	1500	—	—	—	—
$>10^4$ 5.5×10^8 14×10^7 82×10^5	— — $1 \times 10^8/1000$ $4 \times 10^4/1600$	$>10^4$ $>10^3/300$ $10^3/700$ —	10^7 $10^{22}/250$ — —	10^7 $10^{12}/250$ — —	$>10^{13}$ — — —
8.8 — 8.6 — 8.4	5.8 — — — —	6.1 6.1 — — —	5.1 5.1 5.09 — 4.93	4.0 4.0 4.0 — 4.0	6.5~8.7 — — — —
10 — 102 — 27	5 — — — 3	8 8 — — —	26 28 34 — 81	8 11 12 — 21	6~8 — — — —
250 V/mil	—	16 KV/mm	—	200~400 V/mil	3~6 KV/mil

誘電物質のない場合の導波管の特性インピーダンス Z_w で正規化する
と、

$Z_w = \frac{\lambda_{g0}}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ なる関係を用いて、

$$Z' = \frac{Z_0}{Z_w} = \frac{\lambda_g}{\lambda_{g0}} \frac{1 + j \frac{1}{2} \tan \delta \left(\frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^2}{1 + \frac{1}{4} \tan^2 \delta \left(\frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^4} \quad (7.26)$$

厚さ a 、正規化インピーダンス Z' の誘電物質が導波管に挿入され、それより負荷側は整合状態にあるとした場合、誘電体窓入口において、誘電体および負荷を含めた正規化インピーダンスは、

$$Z_{in} = Z' \frac{1 + Z' \tanh(\alpha + j\beta)a}{Z' + \tanh(\alpha + j\beta)a} \quad (7.27)$$

このとき、出力空胴よりみた定在波比 σ はつぎのとおりになる。

$$\sigma = \frac{|Z_{in+1}| + |Z_{in-1}|}{|Z_{in+1}| - |Z_{in-1}|} \quad (7.28)$$

以上の諸式のうち、 λ_{g0} 、 λ_g 、 λ 、 α 、 β はつぎの諸式で求め得る。

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{g0} &= \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right)^2}} \\ \lambda_g &= \frac{\lambda_0}{\sqrt{\frac{\epsilon'}{\epsilon_0} - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right)^2}} \left[1 - \frac{1}{8} \left(\frac{\frac{\epsilon''}{\epsilon_0}}{\frac{\epsilon'}{\epsilon_0} - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c} \right)^2} \right)^2 + \dots \right] \\ \lambda &= \lambda_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon'}} \\ \alpha &= \lambda_g \frac{\omega^2 \epsilon'' \mu}{4\pi} = \pi \frac{\lambda_g}{\lambda^2} \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \pi \frac{\lambda_g}{\lambda_0^2} \frac{\epsilon''}{\epsilon_0} = \pi \frac{\lambda_g}{\lambda^2} \tan \delta \\ \beta &= \frac{2\pi}{\lambda_g} \end{aligned} \right\} \quad (7.29)$$

通常出力窓に用いられる誘電体は $\tan \delta$, $\frac{\epsilon''}{\epsilon_0}$ は λ より十分小さく、
 (7.29) の λ_g 式の右辺括弧内の第2項以下は無視できる。また、
 (7.26) の $\tan \delta$ を含む項も無視できる。さらに、 $\beta \gg \alpha$ の条件を考
 慮に入れて、(7.26)、(7.27) を求めると、

$$Z' = \sqrt{\frac{1 - (\frac{\lambda_0}{\lambda_c})^2}{\frac{\epsilon'}{\epsilon_0} - (\frac{\lambda_0}{\lambda_c})^2}} \quad (7.30)$$

$$Z_{in} = Z' \frac{1 + j Z' \tan \beta t}{Z' + j \tan \beta t} \quad (7.31)$$

(7.31) より明らかに $\beta t = n\pi$ なる条件の成立する場合、 $Z_{in} = 1$
 となり、誘電体窓のない場合に等しい。

$n = 1$ 、すなわち、厚さが半波長の誘電体窓を用いる場合

$$t = \frac{\pi}{\beta} = \frac{\lambda_g}{2}$$

したがって、

$$t = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\frac{\epsilon'}{\epsilon_0} - (\frac{\lambda_0}{\lambda_c})^2}} \quad (7.32)$$

高アルミナセラミックを用いる場合 $\frac{\epsilon'}{\epsilon_0} \div 7$ を用い、また $(\frac{\lambda_0}{\lambda_c})^2 = \frac{1}{2}$ と
 すると、

$$t = 0.17 \lambda_0 \quad (7.33)$$

$\lambda_0 = 10 \text{ cm}$ の場合、 $t = 1.7 \text{ cm}$ となり、これだけの肉厚のものを
 金属部分に封着することは、現在の封着技術では困難である。

したがって、(7.33) を用いて t を決定するのは周波数が 10,000
 Mc 以上に制限される。このように封着技術に因りて制限されるのみな
 らず、周波数特性についても中心周波数附近でできるだけ平坦な特性
 をもつよう設計上の考慮を払わなければならぬ。

(7.31) はつぎのようにも表わされる。

$$Z_{in} = \frac{1 + \tan^2 \beta t}{1 + \frac{1}{Z_0^2} \tan^2 \beta t} + j \frac{(Z' - \frac{1}{Z_0}) \tan \beta t}{1 + \frac{1}{Z_0^2} \tan^2 \beta t} \quad (7.34)$$

Z' は一般に 1 より小なるゆえ、

$0 < \beta t < \frac{\pi}{2}$ のとき Z_{in} は容量性

$\frac{\pi}{2} < \beta t < \pi$ のとき Z_{in} は誘導性

以上のごとく、出力窓の存在により、クライストロン出力空洞より負荷をみた回路の整合条件が一般に乱されるので、出力窓近傍にリアクタンス素子を挿入することによって、補償を行ない、整合をとるのも一方法である。(7-4)

7.6 結 言

本章においては、クライストロンの同軸および導波管回路の最大伝送電力はさむめて大きい値をとることが可能であるが、出力窓の存在によって大きな制約を受けることを述べ、つぎに出力窓として筆者等が試作を行なった構造例を示すとともに、基礎的な理論解析を試みた。

前者については、窓の冷却を有効に行なうこと、および熱伝導率の良い材料を用いることが重要であり、後者に対しては、出力窓の存在により一般には整合条件が乱されることは避けることができないので、適当なリアクタンス素子による補償回路を必要とすることを明らかにした。

第 8 章 パルス管の問題

第8章 パルス管の問題

8.1 序 言

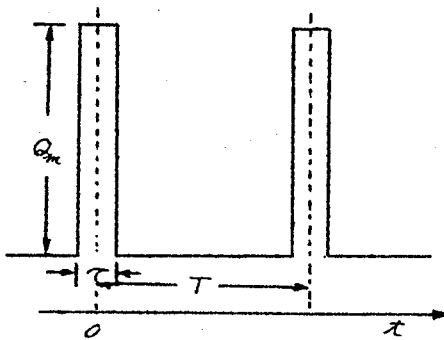
大電力クライストロンの用途として、連続波使用とともに、最近レーダー用、あるいは線型加速器用として、パルス用クライストロンの需要が盛んであり、この用途に用いられるクライストロンとしては、出力数MWから、大は数10MWまで実用化されてきている。

パルス用大電力クライストロンとして、特に設計上考慮を必要とする問題としては、瞬時的に非常に高い電圧および大電流を取り扱う結果、集電極あるいはドリフト管が、ビーム電力によって瞬時的にきわめて大電力の加熱を受け、このためパルス動作を連続波として、平均せる熱損失を考えた場合よりもはるかに高い温度になる。

また、高周波動作設計においては、電子ビーム速度が非常に大きくなるため、電子速度の計算に当たっては相対論による補正が必要であり、また、実際の構造設計に当たっては、特に高電圧による絶縁破壊に対して考慮が必要である。

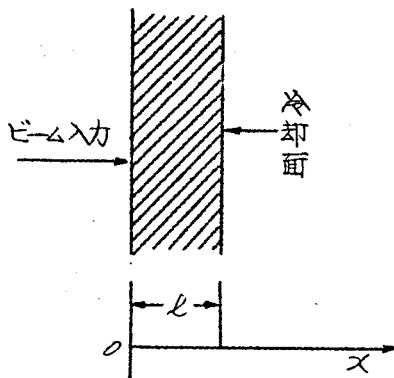
以下、本章においては、特に問題の大きい項目として、8.2においてパルス過渡温度上昇を、8.3にては高電圧破壊の問題をとりあげて検討を加えてみる。

8.2 パルス過渡温度上昇



第8.1図 パルス電力波型

強制空冷により外部にとり去られる。集電極の構造は第5章に述べたように、ある特定の条件において、単位面積当たりの熱損失を一定にする電極構造を設計することは可能であるが、一般には集電極に加わる熱損失は一定しない。いま、理想的な条件において、パルスによる瞬間的温度上昇を誘導し、設計方針を明らかにしてみる。



第8.2図

理想化された集電極構造

第8.1図に示すように、パルス幅 τ 、周期 T なるパルス電力が繰返し連続して電極に加えられる場合を考える。

このパルス電力の大部分は集電極に捕そくされ、熱損失として水冷、あるいは

理想化された条件における構造を第8.2図に示す。原点を電極内面位置にとり、これに垂直に外側にむけて x 軸を送る。肉厚を l として外面を冷却すると考える。

$x=l$ 、すなわち、冷却面の温度は、実際はパルス入力波型に応じて周期的変動を繰返すのであるが、

境界条件として、問題が非常に複雑になるので、この場合、 $x=l$ の温度、 U_0 を一定と考へて解析する。實際はパルスによる温度上昇が U_0 に比してはるかに高くなり、このように考へても大きな誤差はない。 U_0 としては外面を水冷する場合、 $U_0 = 100^\circ\text{C}$ と考へてもよい。

第8.2図において、単位面積当たりの熱伝導方程式を考へてみる。

K : 熱伝導率

C_p : 比 熱

ρ : 比 重

U : 温 度

とすると、つぎの関係がある。

$$C_p \rho \Delta U \cdot dx = K \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \cdot dx \cdot \Delta t \quad (8.1)$$

したがって、

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{K}{C_p \rho} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \quad (8.2)$$

$$a^2 = \frac{K}{C_p \rho} \quad (8.3)$$

とおくと、 a^2 は電極材質の温度拡散率を示し、したがって、(8.2)はつぎのように表わされる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \quad (8.4)$$

(8.4)の解として、 U は x だけの関数 $X(x)$ と t だけの関数 $T(t)$ の積として表わされると考へる。すなわち、

$$U = X(x) \cdot T(t) \quad (8.5)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = T \frac{d^2 X}{dx^2}, \quad \frac{\partial U}{\partial t} = X \frac{dT}{dt}$$

なるゆえ、(8.4)はつぎのように表わされる。

$$\frac{1}{a^2 T} \frac{dT}{dx} = \frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} \quad (8.6)$$

(8.6)の両辺が任意の x , t について成立するためには、両辺は任意の数 $-\beta^2$ に等しくなければならぬ。 $-\beta^2$ の意味については後に述べる。したがって、つぎの二つの常微分方程式が成立する。

$$\frac{1}{a^2 T} \frac{dT}{dt} = -\beta^2 \quad (8.7)$$

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = -\beta^2 \quad (8.8)$$

(8.7)および(8.8)の解としてつぎの式を得る。

$$T = C_1 e^{-a^2 \beta^2 t} \quad (8.9)$$

$$X = C_2 \cos \beta x + C_3 \sin \beta x \quad (8.10)$$

したがって、(8.4)の解はつぎのように表わされる。

$$U = e^{-a^2 \beta^2 t} (A \cos \beta x + B \sin \beta x) \quad (8.11)$$

(8.11)は1つの解であり、 $-\beta^2 = 0$ の場合は、(8.8)より解は $Cx + D$ なることが容易に求まるので、一般解としてはつぎのように表わされる。

$$U = \sum e^{-a^2 \beta^2 t} (A \cos \beta x + B \sin \beta x) + Cx + D \quad (8.12)$$

したがって、以下問題は、 A , B , C , D なる積分常数および β なる常数を、境界条件を満足するように決定することに帰する。

さて、パルス入力は、第8.ノ図に示したような波型をとると考えると、これは、時間 t に関する周期関数であるので、フーリエ級数に展開することが可能である。

第8.ノ図に示したように、原点をパルスの中心にとり $-\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2}$ の範囲について、フーリエ展開を行なう。

$$g(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta) \dots\dots\dots (8.13)$$

ただし、 $\theta = \frac{2\pi t}{T}$ を表わす。

また、 a_0, a_n, b_n なる係数はつぎのごとくになる。

$$\left. \begin{aligned} a_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{T}}^{\frac{\pi}{T}} g_m \cos n\theta \cdot d\theta = \frac{g_m}{\pi} \left[\frac{1}{n} \sin n\theta \right]_{-\frac{\pi}{T}}^{\frac{\pi}{T}} = \frac{2g_m}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{T} \\ b_n &= \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{T}}^{\frac{\pi}{T}} g_m \sin n\theta \cdot d\theta = \frac{g_m}{\pi} \left[-\frac{1}{n} \cos n\theta \right]_{-\frac{\pi}{T}}^{\frac{\pi}{T}} = 0 \\ \frac{a_0}{2} &= \frac{g_m T}{T} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8.14)$$

したがって、(8.13) はつぎのように表わされる。

$$g(t) = \frac{g_m T}{T} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2g_m}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{T} \cos \frac{2n\pi}{T} t \dots\dots\dots (8.15)$$

(8.15) において、 t に関する周期関数 $\cos \frac{2n\pi}{T} t$ は $e^{j\frac{2n\pi}{T} t}$ の実数部と考えることができるので、(8.15) はつぎのように書き換えられる。

$$g(t) = \frac{g_m T}{T} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2g_m}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{T} \cdot e^{j\frac{2n\pi}{T} t} \dots\dots\dots (8.16)$$

上記 $g(t)$ なる熱損失が、第8.2図、 $x=0$ の面に加わることになる。

さて、(8.12)において $(-K \frac{dU}{dx})_{x=0}$ を考えると、(8.16)に一致しなければならない。したがって、

$$-K \frac{dU}{dx} = \sum \varepsilon^{-\alpha \beta x} (K \beta A \sin \beta x - K \beta B \cos \beta x) - cK \quad \dots\dots\dots (8.17)$$

$$(-K \frac{dU}{dx})_{x=0} = \sum \varepsilon^{-\alpha \beta x} (-K \beta B) - cK \quad \dots\dots\dots (8.18)$$

(8.16)と(8.18)は、境界条件として合致しなければならないので、

$$\left. \begin{aligned} B &= -\frac{2gm}{\pi \pi K \beta} \sin \frac{\pi \pi \tau}{T} \\ C &= -\frac{gm \tau}{TK} \\ \beta^2 &= -j \frac{2n\pi}{a^2 T} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (8.19)$$

さらに、他の境界条件として、 $x=l$ にて、 $U=U_0$ なる条件を用いて、(8.12)より

$$U_0 = \sum \varepsilon^{-\alpha \beta x} (A \cos \beta l + B \sin \beta l) + cl + D \quad (8.20)$$

(8.20)がオのいかんにかかわらず成立するためには、つぎの条件が成立しなければならない。

$$\left. \begin{aligned} A \cos \beta l + B \sin \beta l &= 0 \\ cl + D &= U_0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (8.21)$$

(8.19)の関係を用いて、

$$\left. \begin{aligned} A &= -B \tan \beta l = \frac{2g_m}{\pi \pi K \beta} \sin \frac{\pi \tau}{T} \cdot \tan \beta l \\ D &= U_0 + \frac{g_m \tau}{TK} l \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8.22)$$

(8.19) および (8.22) を (8.12) に入れて U を求めると、

$$U = U_0 + \frac{g_m \tau}{TK} (l-x) + \sum_n \frac{2g_m}{\pi \pi K \beta_n} \sin \frac{\pi \tau}{T} \left\{ \tan \beta_n l \cos \beta_n x - \sin \beta_n x \right\} \varepsilon^{j \frac{2\pi}{T} t} \dots\dots\dots (8.23)$$

$$\text{ここに } \beta_n^2 = -j \frac{2\pi}{a^2 T}$$

温度 U の最高値は $x=0$ 面においておこるので、

$$U_{x=0} = U_0 + \frac{g_m \tau}{TK} l + \sum_n \frac{2g_m}{\pi \pi K \beta_n} \sin \frac{\pi \tau}{T} \cdot \tan \beta_n l \cdot \varepsilon^{j \frac{2\pi}{T} t} \dots\dots\dots (8.24)$$

(8.24) は、書き換えると、

$$U_{x=0} = U_0 + \frac{g_m \tau}{TK} l + \sum_n \frac{2g_m l}{\pi \pi K} \sin \frac{\pi \tau}{T} \cdot \frac{\sin \xi \cos \xi + \sinh \xi \cosh \xi + j \{ \sin \xi \cos \xi - \sinh \xi \cosh \xi \}}{2\xi (\cos^2 \xi \cosh^2 \xi + \sin^2 \xi \sinh^2 \xi)} \times \varepsilon^{j \frac{2\pi}{T} t} \dots\dots\dots (8.25)$$

$$\text{ここに } \xi = \sqrt{\frac{\pi \tau}{a^2 T}} l$$

ξ はディメンションのない数量である。 a は最も多く用いられる銅に対しては $1/13$ (cm^2/sec) であり、また、 T は通常の使用法では、 10^{-2} ~ 10^{-3} 程度の値をとることが多いので、一般に $\xi \gg 1$ の条件が成立する。したがって、(8.25) において、下記の近似式が成立する。

$$\frac{\sin \xi \cos \xi + \sinh \xi \cosh \xi + j \{ \sin \xi \cos \xi - \sinh \xi \cosh \xi \}}{\cos^2 \xi \cosh^2 \xi + \sin^2 \xi \sinh^2 \xi} \approx 1 - j = \sqrt{2} \varepsilon^{j \frac{\pi}{4}} \dots\dots\dots (8.26)$$

(8.26) の条件を考慮に入れ、さらに、最高温度は物理的に第 8.1 図より明らかに $\tau = \frac{\tau}{2}$ でおこることが予想されるので、(8.25) において、 $\tau = \frac{\tau}{2}$ および $\tau = -\frac{\tau}{2}$ における実数部の差より $x = 0$ における最高温度上昇 ΔU を求めることができる。

$$\begin{aligned} U_{x=0} &= U_0 + \frac{g_m \tau}{TK} l + \sum_1^{\infty} \frac{2g_m l}{\pi \pi K} \cdot \sin \frac{n\pi \tau}{T} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \varepsilon^{j(\frac{2n\pi}{T}t - \frac{\pi}{4})} \\ &= U_0 + \frac{g_m \tau}{TK} l + \sum_1^{\infty} \frac{\sqrt{2} g_m l}{\pi \pi K} \sin \frac{n\pi \tau}{T} \cos \left(\frac{2n\pi}{T}t - \frac{\pi}{4} \right) \quad (8.27) \end{aligned}$$

より、

$$\begin{aligned} U_{t=\frac{\tau}{2}} &= U_0 + \frac{g_m \tau}{TK} l + \frac{\sqrt{2} g_m T^{\frac{1}{2}} a}{\pi^{\frac{3}{2}} K} \sum_1^{\infty} \frac{1}{n^{\frac{3}{2}}} \sin \frac{n\pi \tau}{T} \cos \left(\frac{n\pi \tau}{T} - \frac{\pi}{4} \right) \\ &= U_0 + \frac{g_m \tau}{TK} l + \frac{g_m T^{\frac{1}{2}} a}{\pi^{\frac{3}{2}} K} \sum_1^{\infty} \frac{1}{n^{\frac{3}{2}}} \sin \frac{n\pi \tau}{T} \left(\cos \frac{n\pi \tau}{T} + \sin \frac{n\pi \tau}{T} \right) \\ &\dots\dots\dots (8.28) \end{aligned}$$

また、

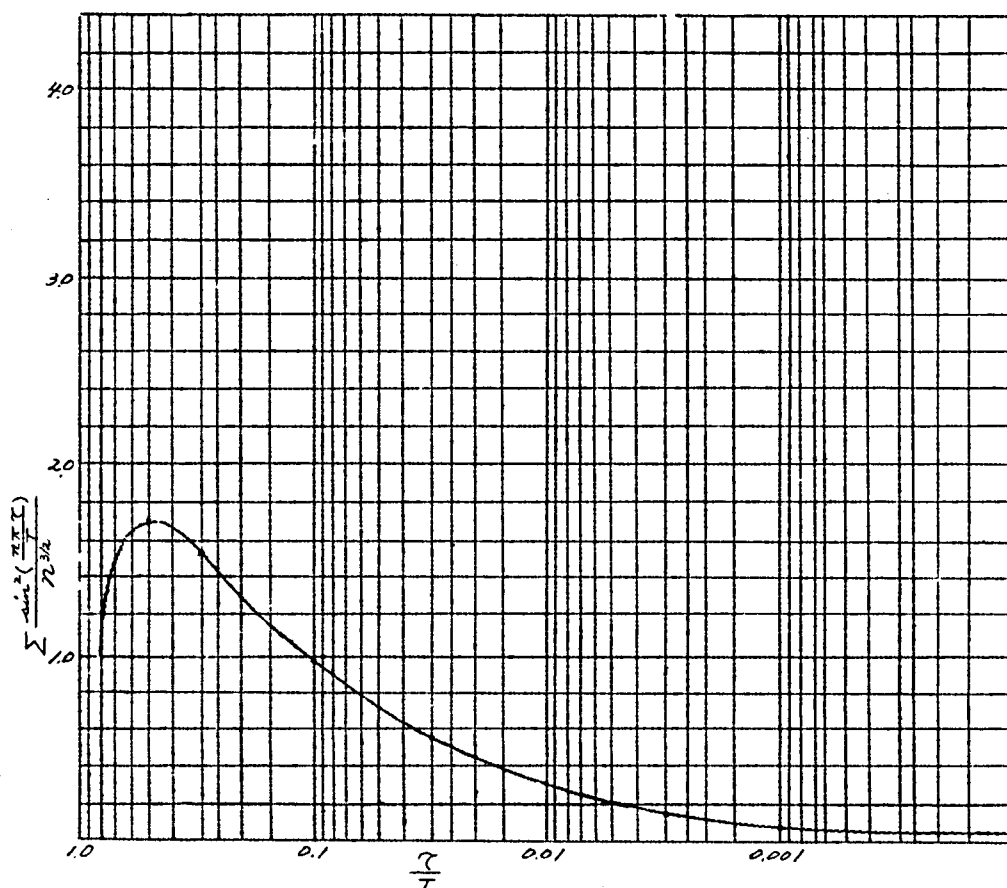
$$\begin{aligned} U_{t=-\frac{\tau}{2}} &= U_0 + \frac{g_m \tau}{TK} l + \frac{g_m T^{\frac{1}{2}} a}{\pi^{\frac{3}{2}} K} \sum_1^{\infty} \frac{1}{n^{\frac{3}{2}}} \sin \frac{n\pi \tau}{T} \left(\cos \frac{n\pi \tau}{T} - \sin \frac{n\pi \tau}{T} \right) \\ &\dots\dots\dots (8.29) \end{aligned}$$

したがって、

$$\Delta U = U_{t=\frac{\tau}{2}} - U_{t=-\frac{\tau}{2}} = \frac{2g_m T^{\frac{1}{2}} a}{\pi^{\frac{3}{2}} K} \sum_1^{\infty} \frac{\sin^2 \left(\frac{n\pi \tau}{T} \right)}{n^{\frac{3}{2}}} \dots\dots\dots (8.30)$$

$\frac{\tau}{T}$ はパルスの形状によって与えられるので、(8.30) の \sum は数値計算によって求めることが可能である。(8.27) において第 1, 2 項は平均ビーム入力と考えた場合の温度上昇であり、これに ΔU なる振幅をもつ温度変化が重畳されることになる。

$\sum_1^{\infty} \frac{\sin^2 \left(\frac{n\pi \tau}{T} \right)}{n^{\frac{3}{2}}}$ の値は第 8.3 図に示す。



第8.3図 $\sum \frac{\sin^2(\frac{n\pi\tau}{T})}{n^{3/2}}$ と $\frac{\tau}{T}$ の関係

ΔU の温度上昇は第8.3図を用いて $\sum \frac{\sin^2(\frac{n\pi\tau}{T})}{n^{3/2}}$ を求め、さらに、
(8.30)を用いて計算することができる。パルス使用においては、平均熱損失を考えた温度上昇よりも、この過渡温度上昇の方がはるかに高くなる場合が多い。

(8.30)において、 λ, a は電極材質によって定まる定数であり、パルス動作条件が決まれば、 ΔU をある一定値以下におさえるべき最大 I_m を求めることができる。特に大電力クライストロンにおいては、高周波動作状態、ビームの集束状況によっては、局部的にビームが集電極

の一部に集中する場合が往々にしておこるので、 g_m の決定に際しては十分安全率を見込む必要がある。

(8.30) を用いて、 g_m 、 τ 、 T の変化に対して ΔU の値を求めた結果を第 8.4 図に示す。面白い結果として $0.1 > \frac{\tau}{T} > 0.0001$ の範囲では、 ΔU の値は T にほとんど無関係で τ の値のみによって決まることである。

ノ例として、繰り返し周波数	100 p.p.s
パルス幅	6 μ s
α^2 (銅)	1.13 cm^2/sec
K (銅)	0.92 $\text{cal}/\text{cm} \cdot \text{sec} \cdot ^\circ\text{C}$

以上の定数および条件において、単位面積当たり 1 MW の負荷が加わったとき

$$\Delta U = 770^\circ\text{C}$$

に達するが、平均熱損失を考えたときの温度上昇は肉厚 $l = 1\text{cm}$ のとき 158°C という低い温度になる。

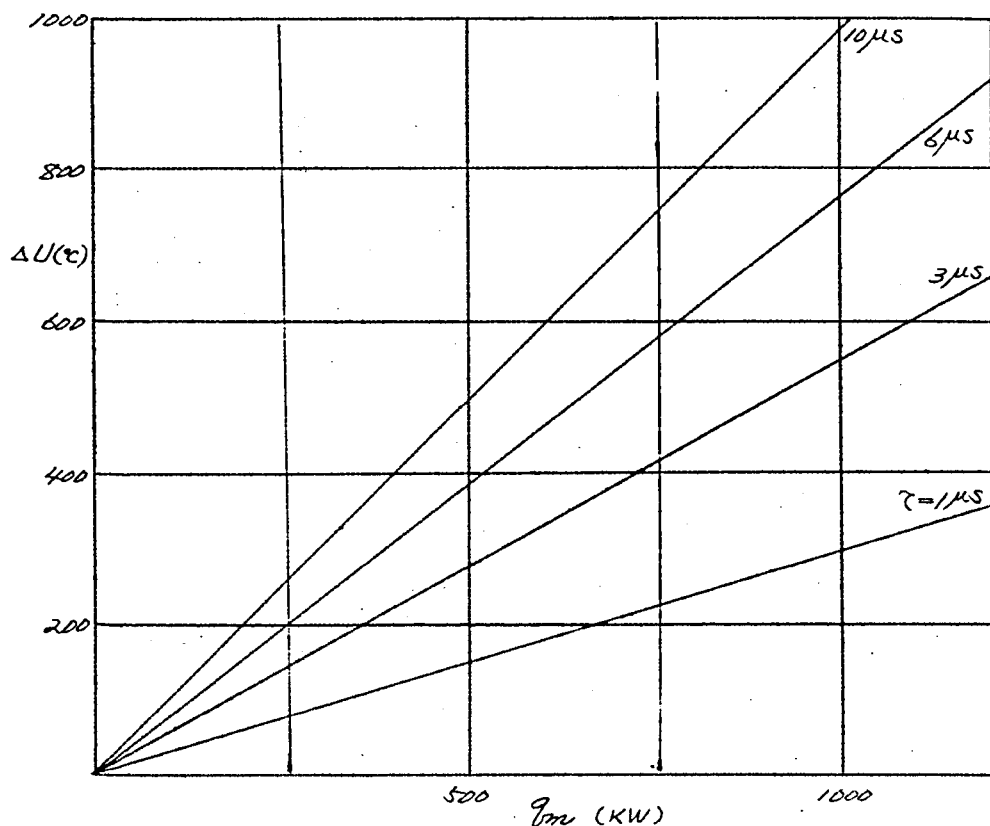
一般に電極の最高温度は排気時における最高温度よりも低いところにおさえるべきで、銅電極の場合 $500 \sim 600^\circ\text{C}$ 以下におさえることが望ましい。

8.3 高電圧破壊

大電力パルス・クライストロンにおいては、そのビーム電圧、ビーム電流は必然的に大きくなり、特にビーム電圧は $100\text{KV} \sim 200\text{KV}$ となり、陰極および陽極間の絶縁耐力に重大な影響を与える。

直進型クライストロンでは、高周波部以後は直流的に同電位であるの

第8.4図 パルス入力と温度上昇との関係



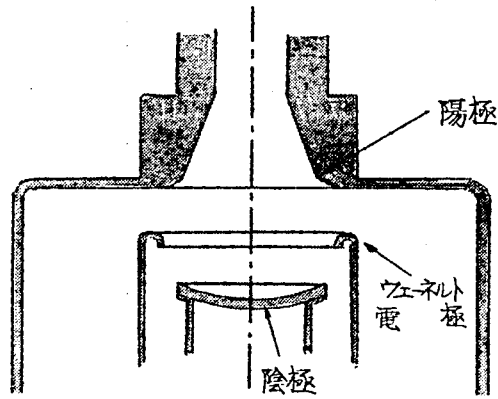
で、絶縁破壊の現象は、陰極および陽極間、すなわち、電子銃部での電源パルス電圧に起因するものと、高周波部、すなわち、出力空洞および出力窓における高周波スパークングに局限される。後者については、すでに第6章、第7章において述べたので、本章においては前者についてのみ検討を行なう。

(1) 高真空中の絶縁破壊

高真空中の清浄な電極間の絶縁耐力はきわめて高い値をとることが実験的に知られている。しかし、実際製作された球ではこれらの値よりも着しく低い電圧で絶縁破壊をおこす。その一原因として、電界の大きさが理想平行平板として考えた場合よりも、電極周辺においては

るかに強くなることが考えられる。

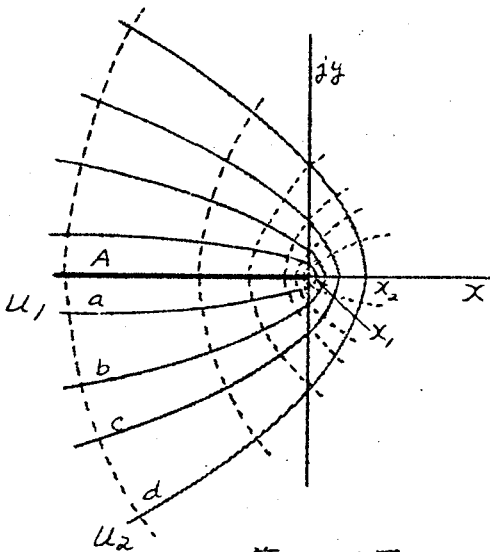
第8.5図に電子銃部の陽極、陰極間隙部つみ構造を示す。ウェーネルト電極はビーム集束電極で、通常陰極と同電位である。図より明らかなように、陽極、ウェーネルト電極間で電界は最大になる。特にウェー



第8.5図 陰極、陽極間構造

ネルト電極の先端部には、電気力線が集中するので、これを避けるために先端部に折り返しを設けて丸みをつけている。

この部分の曲率半径 r が電界強度を下げるのにどの程度役立っているかを検討してみる。理論的考察を簡易化するため、第8.6図にて



第8.6図

Aなる半無限平板電極を考える。この電極周辺の電位分布は写像法により次式で表わされることは良く知られている。⁽⁸⁻³⁾すなわち、

$$W = Z^\pi \dots \dots (8.31)$$

なる変換において、 $\pi = \frac{1}{2}$ ととくと、

$$\begin{aligned} W &= U + jV \\ &= (x + jy)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

したがって、

$$x + jy = (U + jV)^2$$

実数部、虚数部を等しいとおいて

$$x = U^2 - V^2 \quad y = 2UV \quad \dots\dots\dots (8.32)$$

V を (8.32) より消去して

$$y^2 = 4U^2(U^2 - x) \quad \dots\dots\dots (8.33)$$

U = 一定なる等電位面を第8. 6図実線 a, b, c, d で示す。したがって、これらの等電位面の2個を金属導体で置換しても、電位分布には変化はない。いま内側の導体として、ウェーネルト電極の先端の曲率半径 r に等価な等電位面を選び、外部導体としては、ウェーネルト電極、陽極間の距離を r で規格化して送ぶとき、陽極、ウェーネルト間隙の最も接近した部分のみ考えれば、外部導体はほぼ平面電極と見なして着しい誤差はない。いま、第8. 5図でウェーネルト電極、陽極をそれぞれ α 面、 d 面に送ぶと、

α 面の電位を U_1 、 x 軸と交わる点を x_1 、

d 面の電位を U_2 、 x 軸と交わる点を x_2

とすれば、(8.33) より、 x 軸上での電位分布は、 $y = 0$ とおき、

x と U との関係より

$$U = \sqrt{x} \quad \dots\dots\dots (8.34)$$

したがって、電界は、

$$-\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{2\sqrt{x}} \quad \dots\dots\dots (8.35)$$

(8.35) より、 α 面が平板 A の形状に近付く程、 x が小となるゆえ、電界が大になることがわかる。

また、(8.33) より、ほう物面の $y = 0$ における曲率半径は $2x$

であることが求まる。

以上の結果より、

x_1 における曲率半径は $r = 2x_1$ であり、

また、 x_1 における電界強度は $-\frac{1}{2\sqrt{x_1}}$ となる。

電極間隙寸法を x_1 における曲率半径 r で正規化してをとおくと、
電極間隙で電界が均一と仮定した場合の電界の値は、

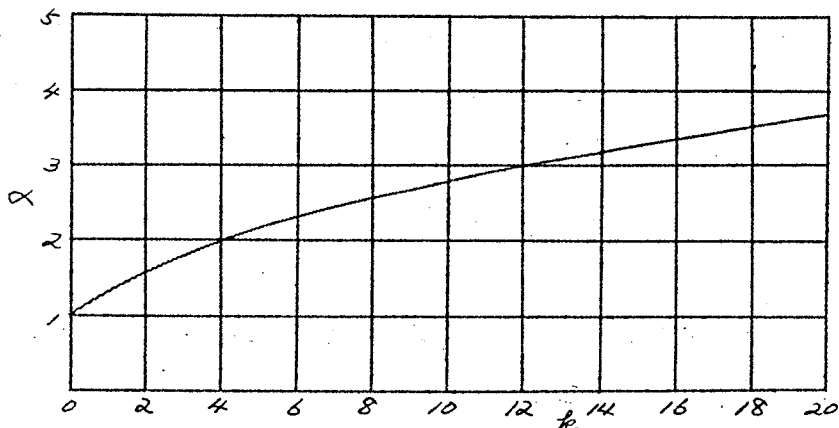
$$\begin{aligned} -\frac{U_2 - U_1}{x_2 - x_1} &= -\frac{\sqrt{x_2} - \sqrt{x_1}}{x_2 - x_1} \\ &= -\frac{\sqrt{kr + x_1} - \sqrt{x_1}}{kr} \\ &= -\frac{1}{2\sqrt{x_1}} \frac{\sqrt{2k+1} - 1}{k} \dots\dots\dots (8.36) \end{aligned}$$

(8.36) と実際の x_1 における電界 $-\frac{1}{2\sqrt{x_1}}$ との比率 α を求めると、

$$\alpha = \frac{k}{\sqrt{2k+1} - 1} \dots\dots\dots (8.37)$$

すなわち、電極が理想的平行平板でないことによる電界の増大率 α は電極間隙を曲率半径で正規化したものみによって決定される。

α の値を第 8.7 図に示す。



第 8.7 図

以上巨視的な立場より電極の形状による電界の増大を検討したが、実際の電極においては、この上にさらに微視的な不規則なおうとつがあり、これがさらに電界の増大に寄与することが考えられる。したがって、 α は実際には10以上の値をとることが容易に推論できる。

高真空中における清浄な電極面は、 10^7 V/cm 以上の電界に耐えることは実験的に知られているが、実際の電子銃部の設計にあたっては以上の点と、さらに球の製造工程における電極表面の汚れによる仕事関数 (*work function*) の低下および高電界による冷陰極放射 (*cold emission*) による絶縁耐力の低下を考慮にいれて、 10^5 V/cm 以下の電界におさえるよう考慮を払うべきである。

(2) 絶縁体の絶縁破壊

陰極、陽極間はガラス、あるいはセラミックの絶縁体を用いて封着され、外囲器を形成している。したがって、これらの絶縁体は印加されるパルス電圧に十分耐を得るだけの絶縁耐力を持たなければならぬ。通常これらの絶縁物をこれに耐えるだけの十分な寸法をもつよう設計することは容易である。

しかし、表面絶縁は清浄な面では十分高いが、表面の汚染によつてはなはだしく低下する。問題になるのはこの汚れであつて、表面の絶縁破壊のため、絶縁物そのものを破壊し真空管を動作不能にする場合もある。これを防ぐ方法として、

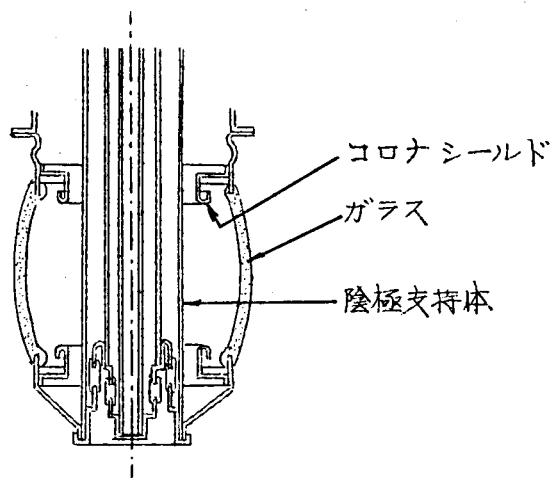
- ① 絶縁体の表面を粗面化して (たとえば、ガラスの場合のサンドブラストする) 絶縁抵抗の低下を防ぐ。
- ② 陰極よりの蒸着はできるだけしゃへい物を設けて絶縁体の表面におよばないように設計上の考慮を払う。
- ③ 封着部分にコロナシールドを附して、絶縁破壊がおこつても機械

的に最も弱い封着部分の破壊を防ぐ。(第8.8四)

④ ガラスを用いる場合は封着部のガラスの肉厚をできるだけ厚くする。

⑤ 絶縁耐力は温度上昇に伴って急速に低下するので、陰極よりの熱ふく射および熱伝導をできるだけ防ぐよう設計上考慮を払う。

本節に述べた高電圧破壊現象は、多くの物理化学現象を含み、なおかつ、瞬時的現象であるため、明確に解析することは困難である。しかし、これが大電力管の動作に対して大きな制限を加える要素になっているので、筆者のクライストロン開発にあたって得たデータおよび経験をもとにして、基本的項目について解析を加えた。



第8.8四 陰極絶縁部構造

8.4 結 言

本章においては、クライストロンをパルスとして使用する場合、平均ビーム損失を考えた温度上昇よりも、パルス印加の瞬間に非常に高温になることを明らかにすると共に平均単位面積当たりの陽極損失が一定の場合、瞬間最高温度はパルス幅によってほとんど支配され、一般に多く用いられるパルス波型では、その周期、すなわち、繰返し周波数には余り影響されぬことを明らかにした。このパルス温度上昇は真空管の寿命を考えた場合、十分な安全範囲におさえることは重要な問題である。

つぎに、パルス管の問題として、ビーム電圧がきわめて高い値をとり、これが陰極、陽極間の絶縁耐力を上回るものが往々にしておこり得るが、これは電極が平行平板で表面状態を滑らかな面と考えた場合よりも著しく低い値でおこる。電極表面はいかに事前に表面処理を行なっても、真空管の製造工程中においては、各種の活性化物質が蒸着する結果、仕事関数を低下し、冷陰極放射による絶縁耐力の低下をおこす。これとともに対向電極の先端部構造の曲率半径が小さい場合は、電界がこの部分に集中し、平行平板の場合よりも電界強度ははるかに大きくなり、電極間の絶縁耐力を低くすることを理論的に明らかにした。

第 9 章

Sバンド, Lバンド

クライストロン開発報告

第9章 Sバンド、Lバンド パルス クライストロン開発報告

筆者等は昭和32年度より大電力クライストロンの調査、研究、開発に従事し、現在その成果の一部は実用化の段階に到着している。その代表的品種として、SバンドおよびLバンドパルスクライストロンの2品種について、その概略、電気的機械的設計、動作特性等について、以下要点を報告する。
(9-1) (9-2) (9-3) (9-4)

9.1 概 要

① Sバンドクライストロン

4空胴、同軸入力、導波管出力水冷式クライストロンで、その概要構造を第9.1図に示す。その特性は下記のとおりである。

周 波 数	2700 ~ 2800 Mc
出 力	4 MW
パルス幅	6 μ S
繰り返し周波数	100 ~ 300 P.P.S
最大陽極電圧	160 KV
最大陽極電流	120 A

導波管出力部は円錐状セラミック封じを行なうため、矩形導波管と円形導波管に変換している。集電極は最初の試作過程においてビーム透過特性の測定を容易にするため、高周波部分とはセラミックにて絶縁した。同調機構は各空胴に周波数調整用のネジが付属しているので、

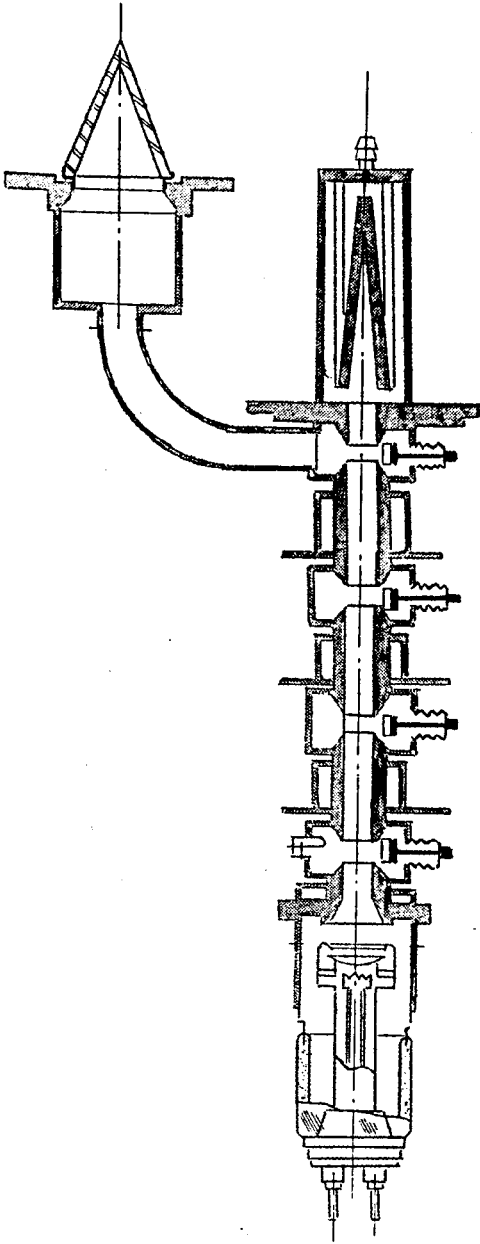
クライストロンをオイルタンクおよびマグネットに挿入後、長いシャフトを各マグネットの向より挿入して、これにより調整するように設計されている。集電極およびドリフト管は球に付属している循環冷却系により水冷され、また球の動作時のX線の防止は球自体では考慮せず、マグネット支持台の外部に鉛のしゃへいをかぶせることによつて目的を果たしている。

(2) Lバンドクライストロン

3空胴、同軸入力、導波管出力、水冷式クライストロンで、概略を第9.2図に示す。また、その特性は下記のとおりである。

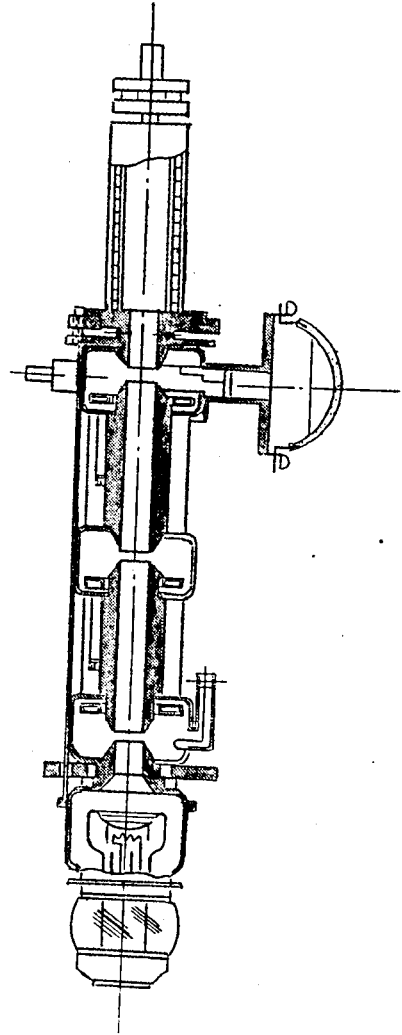
周波数	1240 ~ 1360 Mc
出力	2 MW
パルス幅	8 μ S
繰り返し周波数	360 P.P.S
最大陽極電圧	125 KV
最大陽極電流	87 A

出力窓は球面状ガラスを用い、使用時には導波管結合器として一端短絡のT分岐により出力回路に結合させる。同調機構としては各空胴に付属している調整部を機械的連結機構で集電極先端部に引出し、容易に調整できるような構造をとっている。全体としてレーダーセットに使用するように設計されているため、真空外部の機械的設計に特に留意し、集電極および出力取り出し部周辺のX線しゃへい用鉛は球に付属設置され取り扱いが容易である。



第 9.1 図

Sバンドクライストロン構造



第 9.2 図

Lバンドクライストロン構造

9.2 電 子 銃 部

電子銃部を設計するに当たってまず問題になる点は、ビーム電圧および電流をいかに送るかである。要求される出力値が与えられている場合、能率 η を仮定すれば必要なパルス入力 P_{in} が求まる。理論的に η は(3.1)にて表わされる。

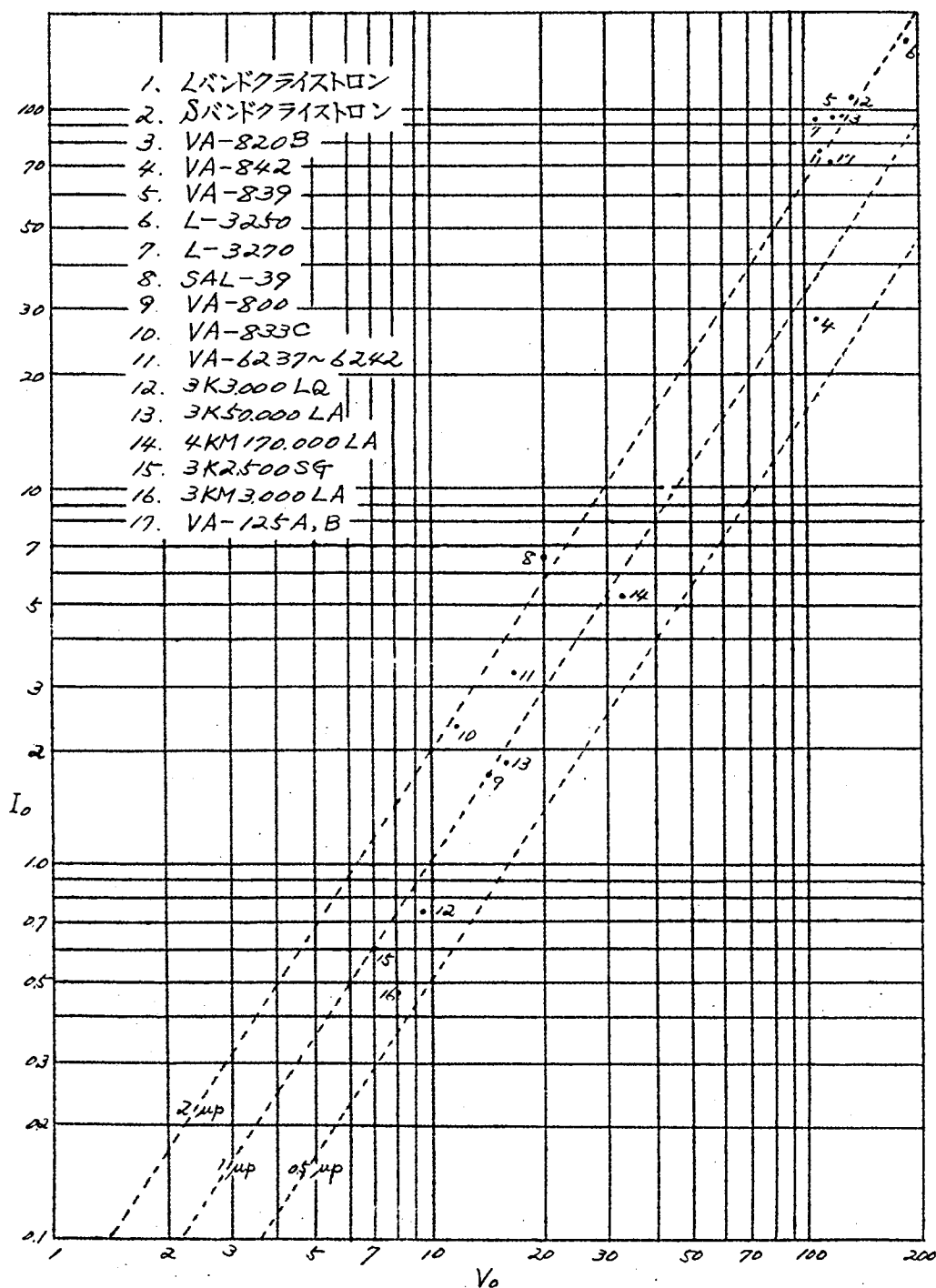
η は理論的に詳しく計算可能で、50%以上の能率が期待できる筈であるが、実際にははるかに低い値であり、諸外国で開発された球のデータも30%前後が多い。したがって、今回の設計では安全率を考慮して η を25%に送んだ。このとき所要ビーム入力 P_{in} は、

Sバンドクライストロン 16 MW

Lバンドクライストロン 8 MW

となる。これ等の入力よりビーム電圧および電流の分配、換言すれば、パービアンスの値を決定するのであるが、パービアンスが大になると空間電荷効果が大になり、電子銃の設計、さらにビーム透過に困難が増大し、パービアンスが小になるとパルス電圧が高くなり、セットとしてパルス変調部の製作に困難が増加する。参考のためにこの種パルスクライストロンの電圧、電流値を試作、Sバンド、Lバンドクライストロンとともに他の代表的な品種について図示すると、第9.3図のごとくなる。パービアンスの決定には、3.2にのべた事項および3.4にのべたビーム集束に対する難易についてもよく検討を行なった。

数MW出力のクライストロンの場合、パービアンスを2マイクロ程度にとるのが設計上適当であると思われるが、最終的には種々の要素を考慮して決定する。パービアンスを与えた場合、ビーム電流が決定されるが、この値がビームコンダクタンス、間隙係数よりの要求を満足するド



第9.3図 各種クライストロン電圧電流特性

ドリフト管内径で、ビーム透過にも困難をきたさない適当な値であるかどうかを検討し、われわれはパービアンスをSバンドクライストロンで 2.4 A/V^2 、Lバンドクライストロンで 2.4 A/V^2 と決定した。

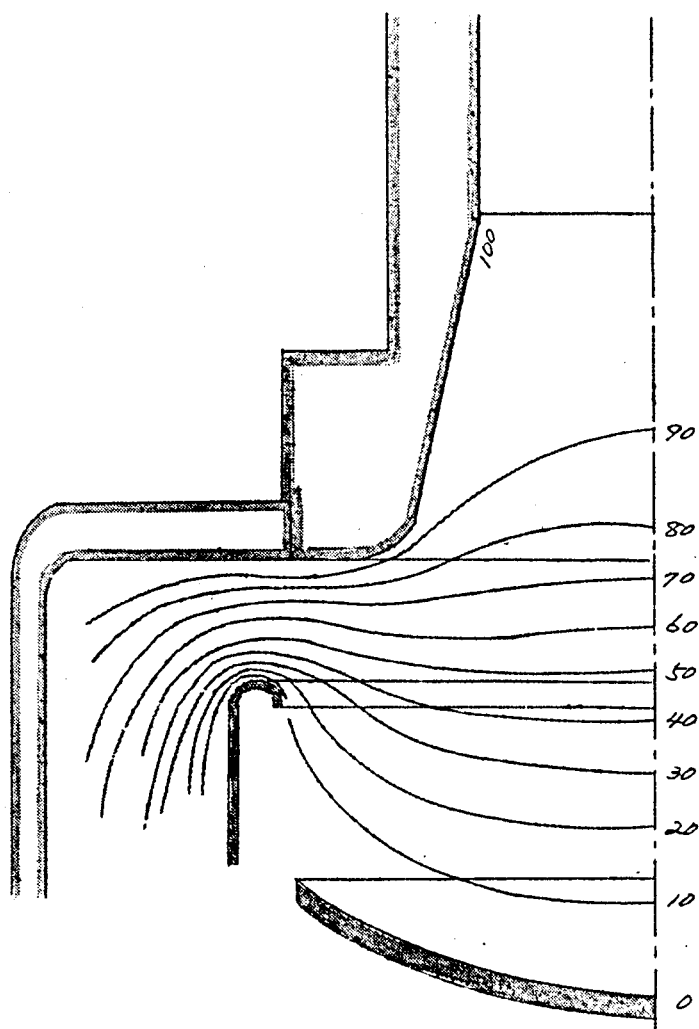
パービアンスを以上のごとく送定した場合、ビーム電圧、電流の関係はそれぞれ下記のごとくなる。

Sバンドクライストロン	140 KV	110 A
-------------	--------	-------

Lバンドクライストロン	115 KV	78 A
-------------	--------	------

以上のごとく所要のビーム電流値が求まるので、これに必要な陰極面積を決定せねばならない。この種のパルスクライストロンではビーム電流値が大であるため、CWクライストロンのごとく純金属陰極を使用することはできない。通常、酸化物陰極、合金型酸化物陰極、あるいはマトリックス (matrix) 陰極を使用せねばならない。これらの陰極は、 10 A/cm^2 程度の電流密度まで十分実用化できると考えられるが、陰極の負担を軽くし寿命の点も考慮に入れて、Lバンドで 2.7 A/cm^2 、Sバンドで 3.9 A/cm^2 に送定した。このような数値を送ることによってSバンド、Lバンドともに陰極は同じ面積で設計可能であり、いずれも直径約60 mmの球面状の板よりなる。このように大きい面積の陰極よりの電子流は適当な集束電極系によりドリフト管入射部において、均一平行なビームに集束する必要がある。3.4に述べた大電力管電子銃の設計法にしたがって検討を行ない、最終的には電界槽実験によって電位分布をとり、電子軌道をえがいて検討した。Lバンドクライストロンの電子銃の電位分布を第9.4図に示す。

集束磁界の加えかたについては、3.4 (6) 項を参照し、まず、集束マグネットは4ヶに分け、各々別個に調整しビームの状態を調整できるようにしているが、Sバンドクライストロンではもっとも電子銃に近い



第9.4図 Uバンドクライストロン電子銃部電位分布図

部分にネックマグネットを設け、逆磁界をかけて調節し、また、Uバンドクライストロンではネックマグネットの代りに磁界調整用リングを最適の位置にとりつけて、いずれの場合も磁界の陰極面への立ち上り方を適当に調整して最も良いビームの透過状態を得るようにしている。ビーム透過率は高周波入力なしのときにほとんど100%、出力最大るとき約85%であった。このことは、4.3に述べた速度変調を受けたビーム

の集束理論の重要なことを示している。

陰極は温度分布をできるだけ均一になるよう設計され、表面は Ni メッシュおよび Ni 粉末を焼結したマトリックス陰極を用いているが、きわめて安定した特性を得ている。また、ヒーター電流（交流）による磁界によってビーム電流が変調を受けるのを避けるような構造の高電圧、低電流のヒーターを採用している。

9.3 高 周 波 部

高周波部分の設計は、第2章の理論に基づいて、所要の利得、出力を得るためのドリフト管半径、空洞間隙、ドリフト長の決定を行なう。まず、ドリフト管半径は電子銃部の設計と照合して決めなければならない。ビーム半径を同じとしてドリフト半径を小さくすれば間隙係数を大きくできるが、ビーム透過がむずかしくなり有効電子流が減少する。空洞間隙係数、ドリフト管内径、ビーム負荷コンダクタンスの計算は 2.5.1, 2.5.3, 2.5.4 の諸式または図表を用いて行ない、さらに、利得の計算に当たっては、前段小信号動作部には 2.3.1 の理論、出力空洞およびその前段空洞間は 2.3.2 の大信号動作としての理論を用いて検討を行なった。ドリフト長は理論的に小信号では $\frac{\pi}{2}$ 、出力部ではそれよりはるかに小さい値をとることが知られているが、実際の設計においては、全長に対する制限、部品材料準備の都合で利得、出力は多少犠牲にしてほとんど同一の寸法を選んだ。計算による設計値を第9.1表に示す。

	S バ ン ド	L バ ン ド
出 力 (MW)	4	2
周 波 数 (Mc)	2765	1300±60
波 長 λ (cm)	10.9	23
ビーム電圧 V_0 (KV)	140	110
ビーム電流 I_0 (A)	110	73
ビーム電力 $V_0 I_0$ (MW)	15.4	8.0
パービアンス P ($\mu A/V^{3/2}$)	2.1	2.0
空 胴 数	4	3
$\frac{\omega b}{u_0}$	0.489	0.382
$\frac{\omega a}{u_0}$	0.978	0.69
$\frac{\omega d}{u_0}$	1.25	0.91
$2\pi e/\lambda g$	$50^\circ + 50^\circ + 54^\circ$	$76^\circ + 76^\circ$
能 率 (%)	25	25
利 得 (db)	50	30

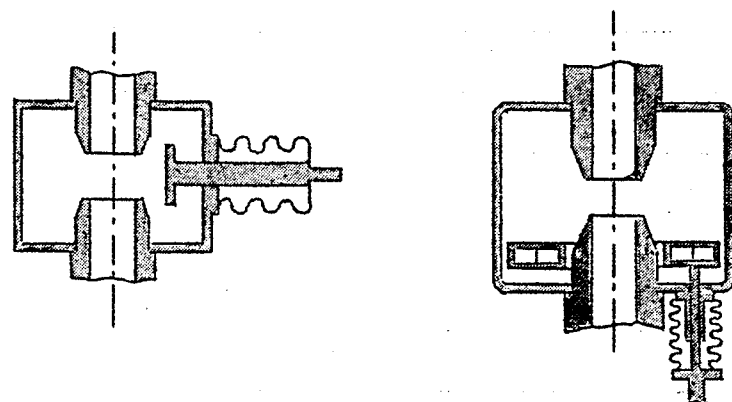
第9.1表 Sバンド、Lバンド主要設計値

9.4 空 胴 部

主要空洞寸法は(8.2)を用いて計算して求めたが、最終的にはクライストロンに用いる前に空洞のみで共振周波数の測定を実施して寸法の決定を行なった。

つぎに、同調機構に関してはセラミック封じを行なった空洞外付と、ベロー封じを行なった空洞内蔵型とがあるが、使用上の容易さ機械的強

度、点から後者を採用している。また、同調機構を空洞内に挿入することにより生ずる寄生振動の発生を極力防止し、また、高周波電力によって同調機構が焼けないような構造にする必要がある。さらに、ベローで形成される空洞と主空洞とが電磁結合を行なわないよう同調板支持のロッドと空洞壁との良好な接触が必要である。



(a) S バンド (b) L バンド

第 9.5 図 空洞同調機構

さて、Sバンドクライストロンは、線型加速器用のため広範囲の周波数変化を要しないので、取り扱い容易な構造にした。これは、円筒壁の一部に取り付けた同調板を前後して周波数を変化させる。その構造を第 9.5 図 (a) に示す。

Lバンドクライストロンは広範囲の周波数変化を得るリング同調を採用した。ドリフト管の周りに中空にした金属を用いてドーナツ型にしたものを軸方向に上下することによって周波数を変化させる。その構造を第 9.5 図 (b) に示す。理論的には $\angle C$ 同調で、この \angle と C の変化を調整することによって、リングの位置と周波数変化を比例させることができる。ただ、注意すべき事柄は、リングの円周がほぼ $\frac{1}{2}$ 波長になる周波数で共振するので、使用周波数範囲内でドーナツ板が共振

しないようにすることである。

上述の同調機構を持つ空胴をSバンドで4個、Lバンドで3個、各々同じモードで共振させて用いている。一般に大電力クライストロンではその発振を防ぐ目的で各空胴は異なったモードで共振させることが推奨されているが、現在のところこうした問題には特に考慮していないが、動作中そのことによる障害はおこらなかった。

試作過程を通じて空胴構造において最も問題となったのは、チューナーの高周波損失による温度上昇である。例をLバンドクライストロンにとると、6.6に述べたごとく、この場合、

$$Q_L = 40$$

$$Q_o' = 3600$$

$$Q_{co} = 2000$$

$$P_L = 5000 \text{ W (平均値)}$$

なることが知られているので、(6.21)より

$$P_T = 50 \text{ W}$$

この場合、チューナーリングの支持機構がノ点支持であるため、熱伝導が非常に悪く大部分は黒ふく射によって放散する。チューナーの材質として用いている銅の全ふく射率が0.07~0.08であり、上記50Wの熱損失をチューナー全表面よりふく射するとして温度上昇を求めると、700°で近い値になり、これは実験的に球の動作時のチューナー温度測定結果とほぼ一致している。

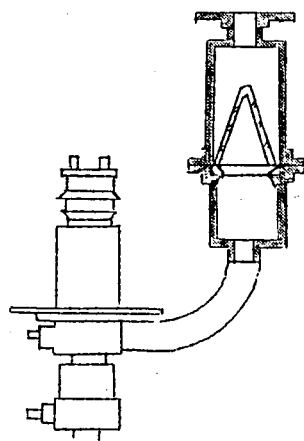
Sバンドクライストロンの場合も、チューナー支持部が高温のため焼きつく問題を生じたが、これは熱伝導をよくし、冷却効果をあげることで解決した。

いずれにしても、この種のチューナーでは、出力をさらに上げるには

特別な冷却方法、たとえば水冷を行なう等の設計上の考慮を払わないと実現困難である。

9.5 出 力 窓

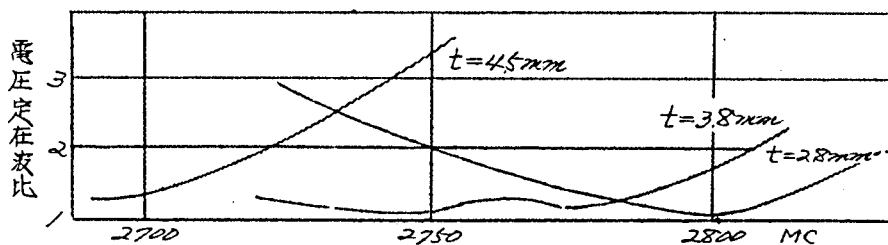
SバンドおよびLバンドクライストロンでは、いずれも高周波入力は同軸にて入力空洞とループ結合されているが、出力空洞はスリットによって導波管に結合され、高周波出力は真空封じされているセラミックまたはガラスの窓を通して取り出される。大電力クライストロンの出力窓に要求される条件としては、(1) 気密と保たなければならないこと。(2) 機械的に大気圧で加圧による気圧差やベークングの際および動作時の高周波による熱的変形に耐えなければならないこと。(3) 電気的にも高周波損失が少く、また、局部加熱のないような機構であること。(4) V, S, W, R が小で周波数特性が良いこと。(5) 高周波スパークングがおこり難いこと。(6) 迷走電子による窓の破壊を防ぐような構造になっていること等が挙げられ、特に高周波スパークングの問題は大電力クライストロンにおいて最も深刻な問題の一つである。Sバン



第9.4図

Sバンドクライストロン
出力部

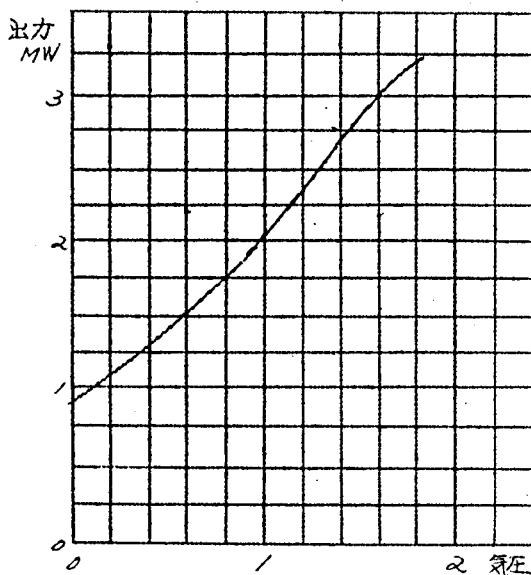
ドクライストロンの出力部は第9.4図に示すようになっている。また、出力空隙からの迷走電子による衝撃のために出力窓が破壊することがあるので、これを避けるためにベント導波管を用いて90°方向を曲げてい



第 9. 7 図 セラミック窓の厚み t と周波数特性

る。

この構造によって製作された出力窓の特性は第 9. 7 図のとおりで、良い特性を示しており、かつ、高周波スパークの点も心配がない。なお、この円錐形セラミック部において導波管加圧圧力と出力部スパーク開始

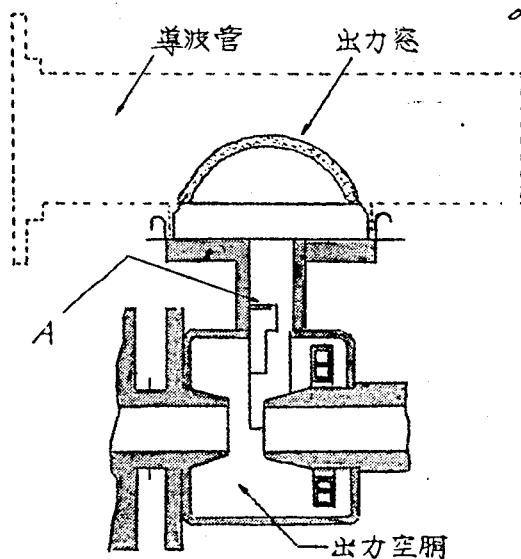


第 9. 8 図

S バンドクライストロン導波管加圧力と、出力部スパーク開始電力との関係

電力との関係は第 9. 8 図のとおりであった。

L バンドクライストロンの出力部は第 9. 9 図に示すとおりである。これは、出力空洞よりスリットを通して導波管に結合されるが、出力窓は直径約 15



第 9. 9 図 L バンドクライストロン出力部

cmのガラスの球面でできており、これによって真空封じされている。
第9.9図に示すごとくT分岐導波管によって出力を取り出すようになっており、T分岐の一端は適当な位置で短絡され、整合条件を満足するようになっている。これは、出力空洞と導波管との適当な結合を与えるためばかりでなく、電子をしゃへいする役目も果たしている。なお、高周波空隙と導波管の中心位置とをズラせているのも、このしゃへいの役目をよりよく行なわせるためである。

9.6 クライストロンの動作装置および試験結果

9.6.1 動作装置

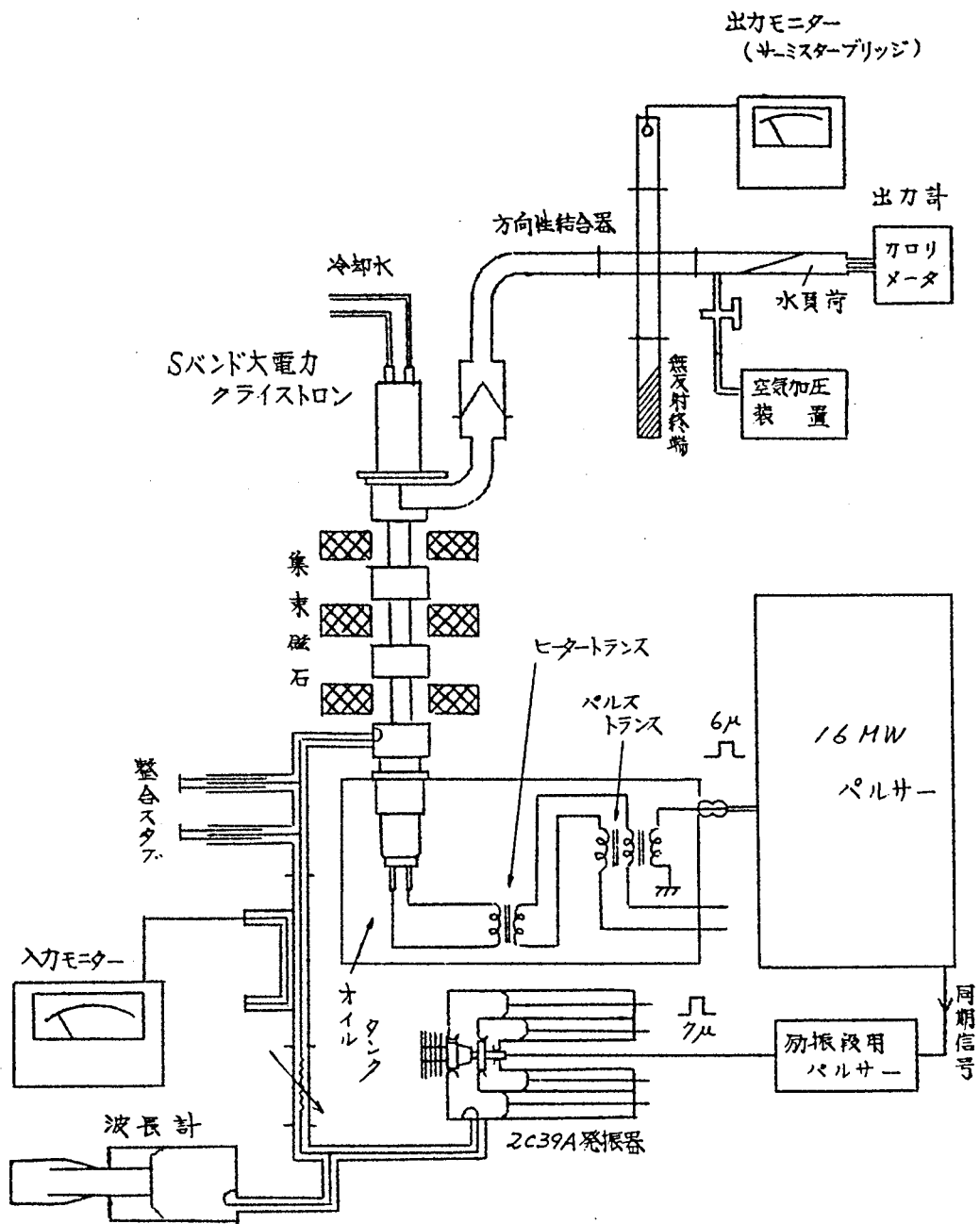
第9.10図にSバンドの動作装置の概略を示した。Lバンドの場合も基本的にはほとんど同じである。クライストロンの陽極電圧は16 MWのパルス変調器により負のパルス電圧が陰極に与えられる。クライストロンにより増幅された出力は導波管で水負荷に導かれ、高周波電力は水に消費される。出力は水の温度上昇を熱電対で読むことにより測定される。装置の各部についていまだ少し詳しく述べてみる。

1) パルス変調器

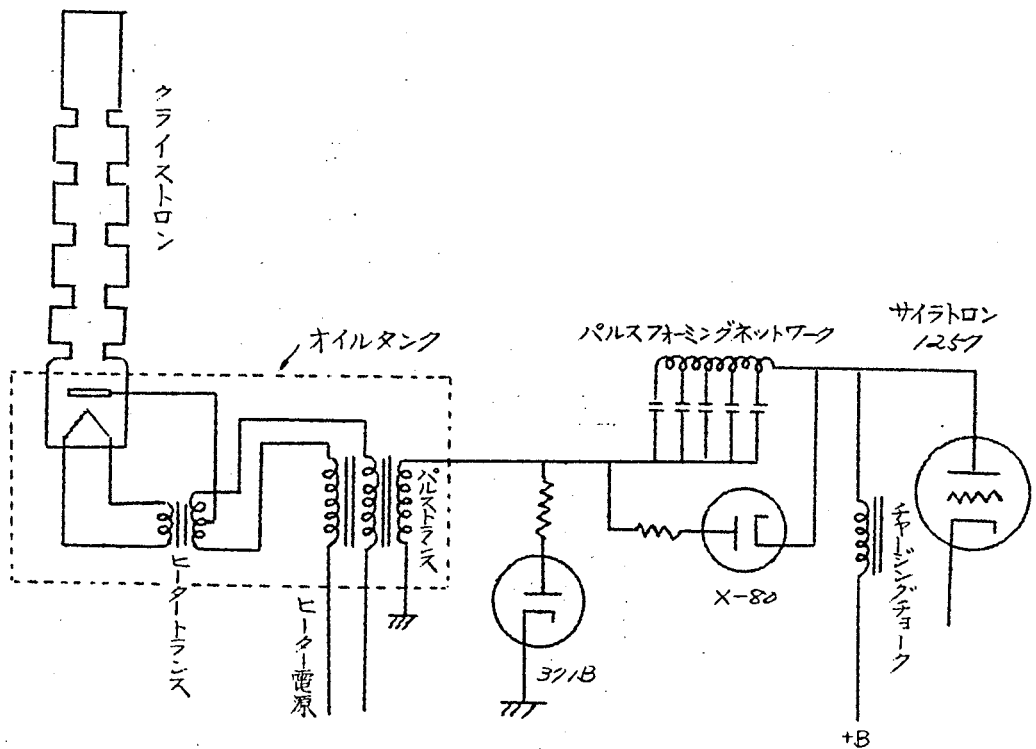
主要定格は下記のごとくである。

パルス電圧	0~160 kV
パルス電流	0~120 A
パルス幅	3~8 μ S
パルス繰り返し周波数	100~360 P.P.S

出力サイクロトロンには、125 γ を用いている。パルサー出力部の主要回路を第9.11図に示した。



第9.10図 Sバンド動作試験装置



第9.11図 パルサー出力回路

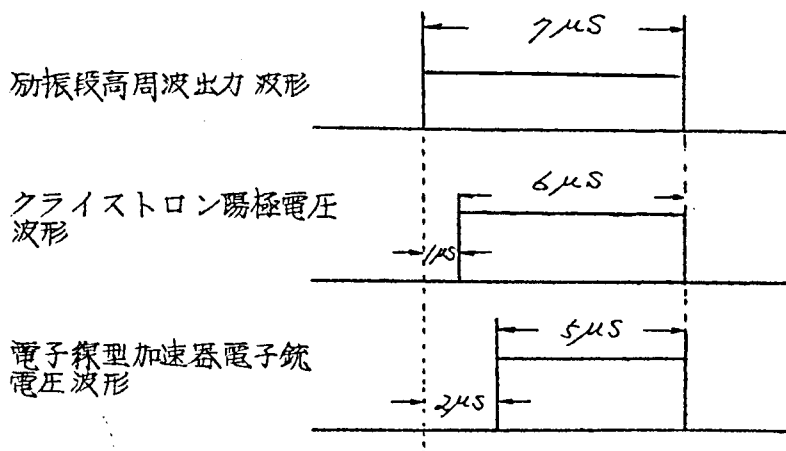
(2) オイルタンク

陰極には160KVの負のパルス電圧が印加されるため、この高圧に耐えるようクライストロンの陰極部、ヒータートランス、パルストランスは1個のオイルタンク中に油づけにされている。パルストランスは1対10の電圧比により16KVのパルス電圧を160KVに上げて陰極に与える。また、このトランスの2次巻線に2重巻になっており、ヒータートランスの1次電圧はこの巻線を通して与えられるので、ヒータートランス全体がアースに対し負の高圧になっている。

(3) 励振部

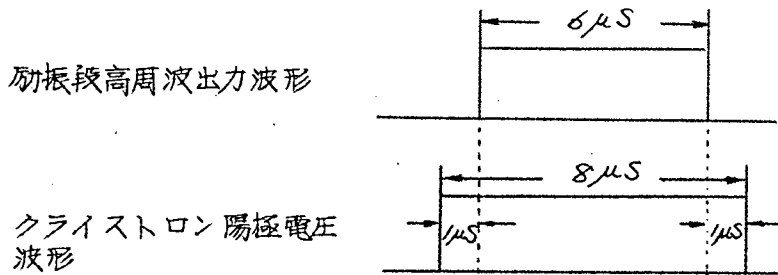
Sバンド、Lバンドともに送信板極管2C39Aの発振器を用いている。この2C39Aには6~7 μ Sの幅の陽極電圧が与えられて主パルサーより同期信号を受け、クライストロンと同期して動作する。入力高周波電力は同軸回路によりクライストロンの第1空胴に結合されている。なお、Sバンドクライストロンが電子線型加速器として用いる場合は、クリスタル発振器より高周波電力を周波数適格および増幅して2765Mc $\pm 2 \times 10^{-4}$ の安定化された入力をクライストロンで増幅し加速管に与えられる。

この励振高周波電力のパルス幅およびクライストロンの陽極電圧パルスとの相対位置はそれぞれの目的により異なる。Sバンドで電子線型加速器励振段として用いる場合は、第9.12図に示すようにパルス立ち上がりが励振段クライストロン陽極電圧加速器電子銃と1 μ Sづつ遅れている。これは、加速器本体内の電波の群速度が光速の約 $\frac{1}{10}$ であるため、本体内に超高周波エネルギーが充満するま



第9.12図 Sバンドパルス波形

で電子流を流さないで、出力高速電子のスペクトラムを良くするためである。これに対し、Lバンドでは出力高周波電力の立ち上がり
を良くするため、第9.13図のごとくクライストロンの陽極電流
 $8\mu S$ のうち実際に高周波的に動作しているのは $6\mu S$ のみである。



第9.13図 Lバンドパルス波形

(4) 出 力 回 路

Sバンド、Lバンドともに導波管系を用い、高周波出力はさきに述べたごとく水負荷中を流れる水に消費される。その水負荷に流入する水の温度と流出する水の温度の差を熱電対で読めば、水に消費された高周波電力を知ることができる。校正は途中に設けられたニクロム線に消費される商用電力と置換することにより得られる。この出力電力の一部は方向性結合器により取り出され、サーミスター電力計により指示させることにより、モニターとして用いられる。また、Sバンドの場合は、導波管内の空気を加圧することによって導波管内の超高周波電圧による放電を防いでいる。

この加圧圧力とスパーク耐始電力との関係はすでに第9.8図に示した。

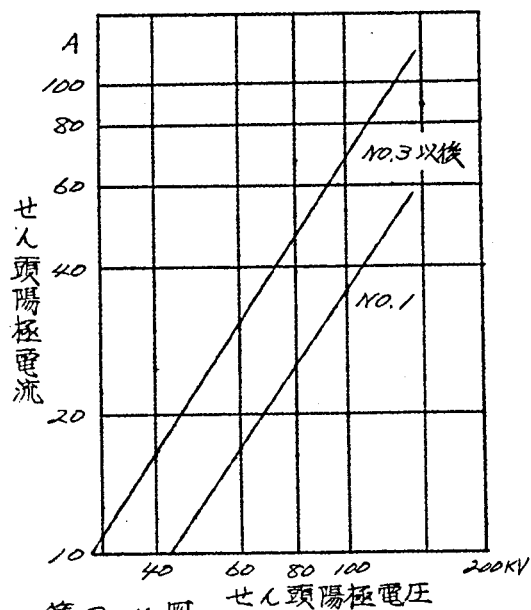
9.6.2 動作特性

(1) Sバンドクライストロン

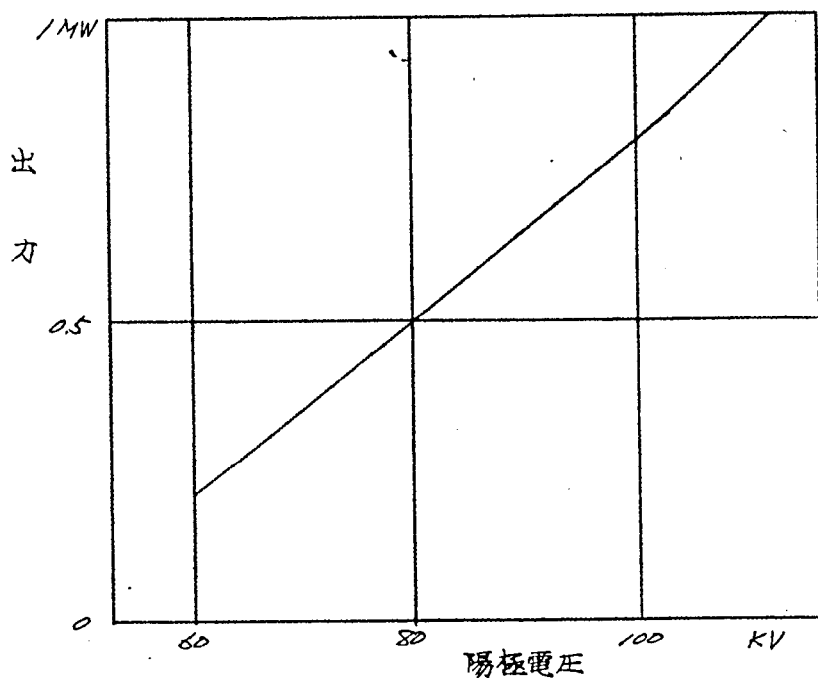
第1次試作

第1次試作において得られた陽極電流特性および出力特性を第9.14図および第9.15図に示した。

この第1次試作において、一番問題になったのは、出力窓部における導波管内の超高频周波スパークである。スパークは約1MW弱の超高频出力

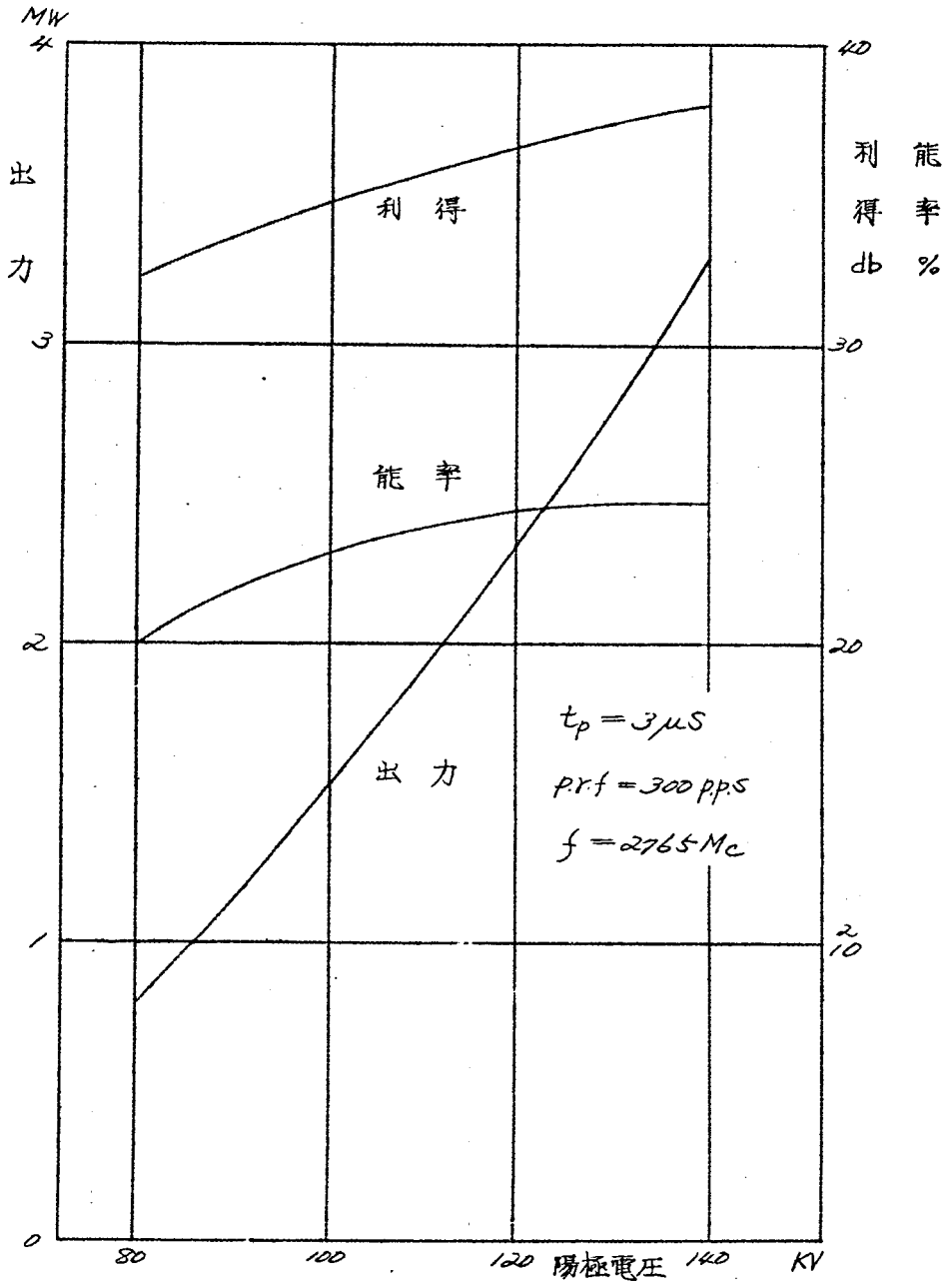


第9.14図 Sバンド陽極電圧電流特性



第9.15図 Sバンドクライストロン出力特性(第1次)

において発生し、それ以上のデータをとることが不可能であった。



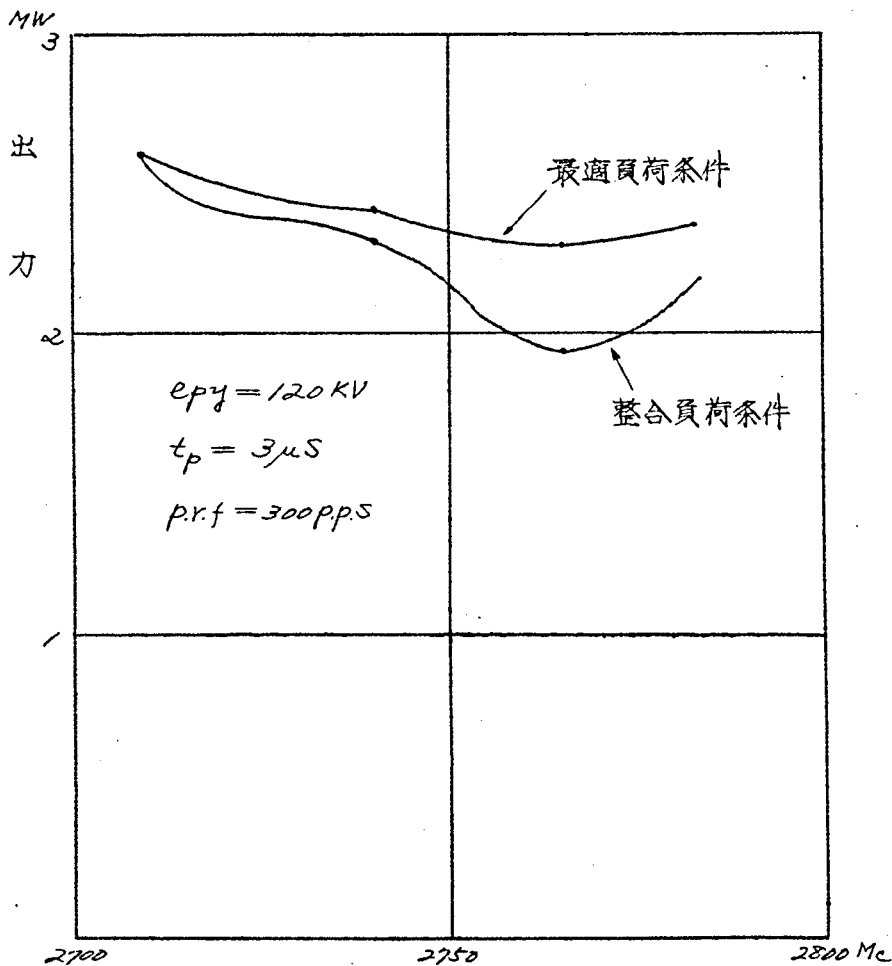
第9.16図 Sバンドクライストロン動作特性(第2次)

第 2 次 試 作

第ノ次試作後下記各項にわたる改良を行なった。

- 1) 出力セラミック窓の形状を矩形から円錐形に変更した。
- 2) 第4空洞の導波管との結合を密にした。
- 3) ドリフト管直径を小にし、また、空洞内作用間隙を小にすることにより電子流と高周波電界との結合を密にした。

以上の改良により、第9.16図に示すように第ノ次試作に比し飛



第9.17図 Sバンドクライストロン周波数特性(第2次)

躍的に改善されたデータを得た。第9.17図にその周波数特性を示したが、ほぼ満足すべき結果を得た。また、水負荷との間に大電力可変インピーダンスを挿入し、最適負荷条件にして周波数特性をとり、これを同じく第9.17図に示したが、整合負荷の場合と大きな差が認められなかった。ゆえに、出力の負荷条件も最適条件に近く選ばれていることがわかる。

第3次試作

第2次試作までは主として出力窓における高周波スパークング、および陰極、アノード間の耐圧不良によって、所望の電圧までパルス電圧を上げることができなかったが、前者に対してはセラミック封着部構造の改良を行ない、後者に対してはパービアンسを変更することなしに、陰極、陽極間の距離を大きくして耐圧を上げることになった。この特性を第9.18図に示す。

(2) Lバンドクライストロン

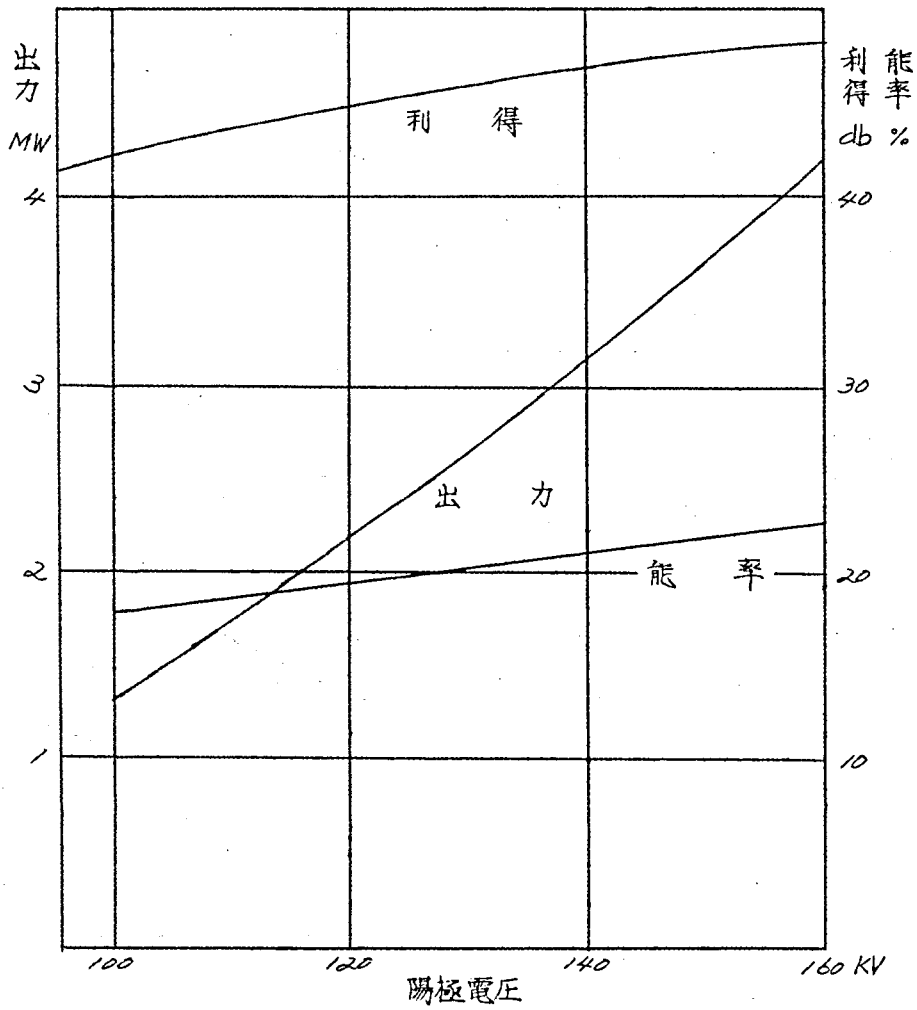
第1次試作

第1次試作の陽極電流特性および出力特性を第9.19図および第9.20図に示した。これらはいずれも目標の値に比し相当低いものであった。

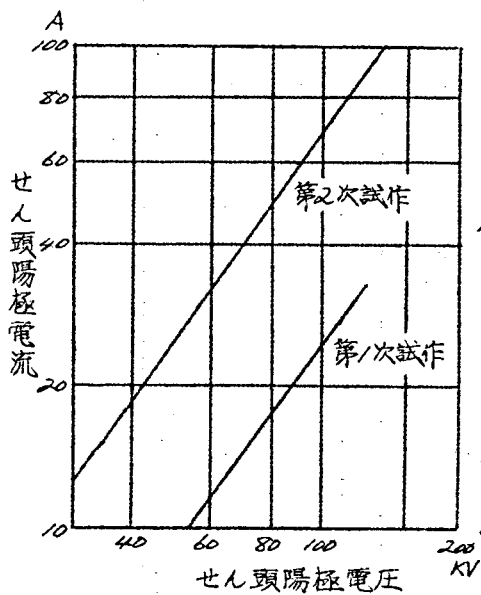
第2次試作

第1次試作後Sバンド同様パービアンスの改良と第3空洞の導波管との結合を改善することにより、第9.19図および第9.21図に示すごとくほぼ所期の定極に達する特性を得た。

また、試作球の代表的周波数特性を第9.22図に示したが、全バンドにわたり大体良好な特性を得た。

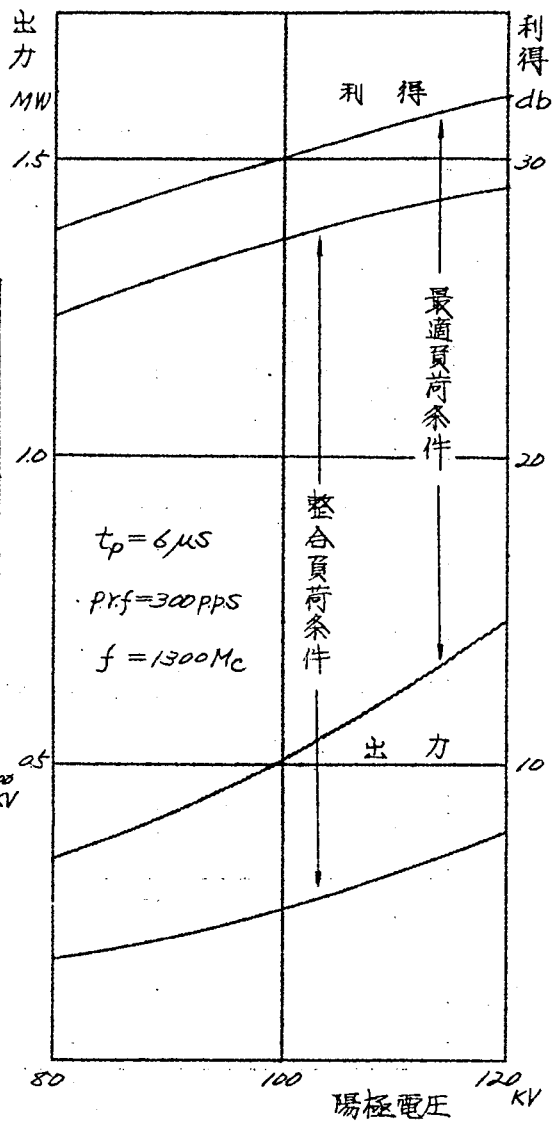


第9.18図 Sバンドクライストロン動作特性 (第3次)



第9.19図

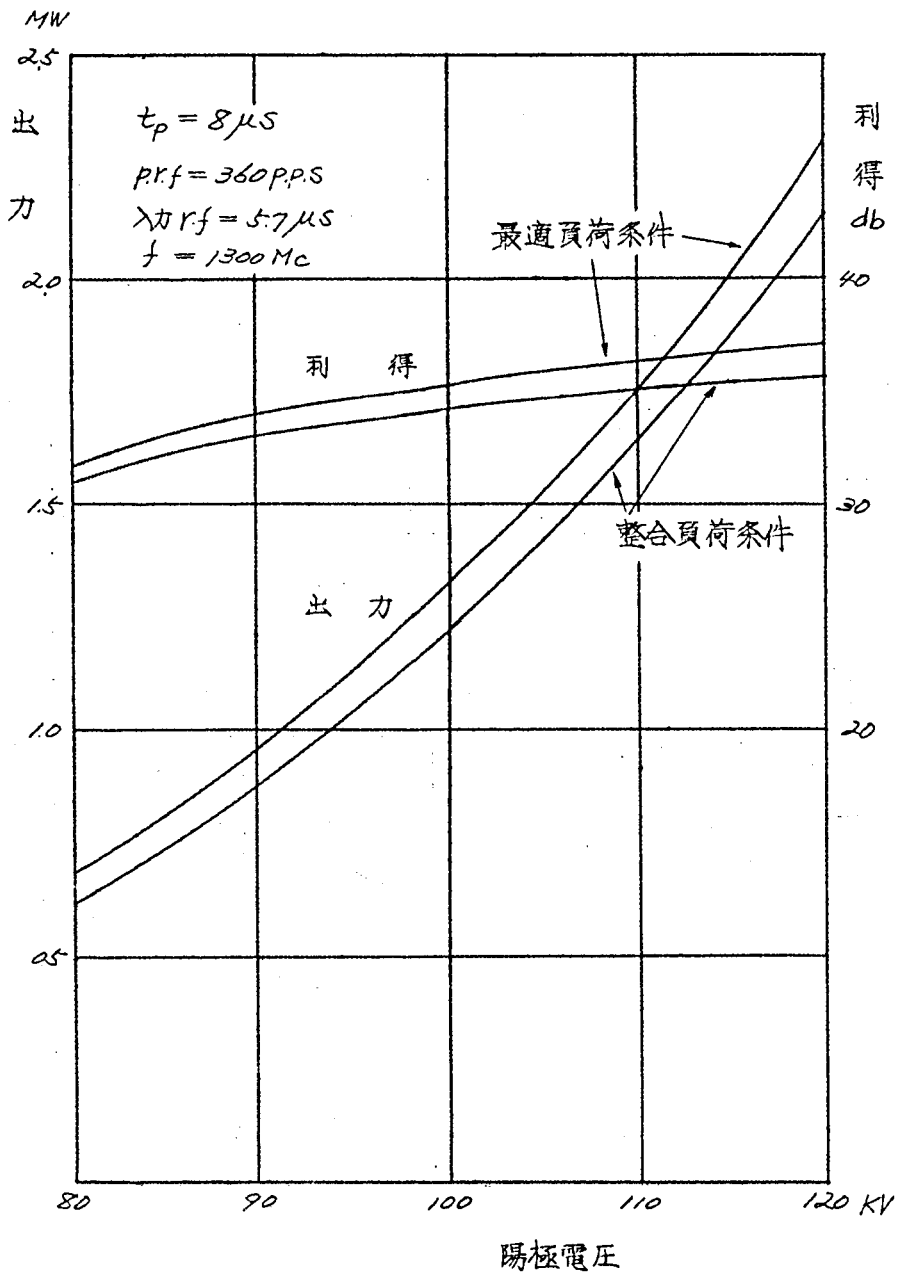
Ｌバンド陽極電圧電流特性



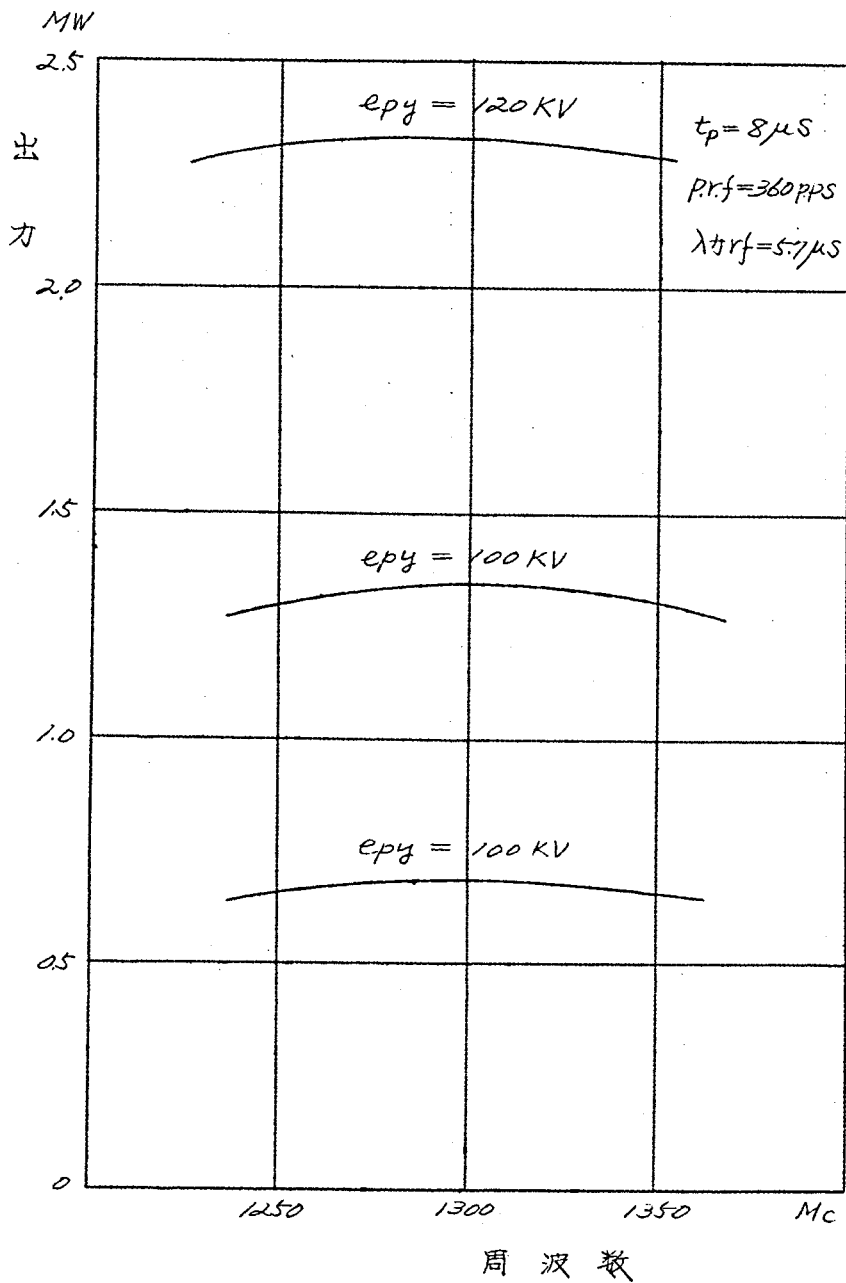
第9.20図

Ｌバンドクライストロン

動作特性(第1次)



第9.2/四 Lバンドクライストロン動作特性 (第2次)



第9.22図 Uバンドクライストロン周波数特性 (第2次)



Sバンドクライストロン外観



L バンド クライストロン 外 観

本 研 究 の 成 果
謝 辞

参 考 文 献

本研究の成果

大電力クライストロンを設計するに当たって特に問題となる諸点を、筆者の経験を通じて重点的に取り上げ、それを理論的に解析したもので、その成果は各章の結言にも述べられているが、ここにその要点をまとめることとす。

- (1) 多空洞クライストロンのノ空洞当たりの利得の増加は、全空洞を単一周波数に共振させたとき $20 \log_{10} \frac{M^2}{Z_0 q}$ db に相当すること、また、 n 空洞クライストロンは 3 空洞以上のクライストロンに比してノ空洞当たりの利得において著しく不利であり、クライストロンの設計に当たっては 3 空洞以上にすることが望ましいことを示した。(2.3.1)
- (2) 多空洞クライストロンの各空洞をスタガー同調することによって、そのバンド幅を著しく改善できるが、その理論式を導くとともに、 n 空洞、 3 空洞クライストロンについて空洞の Q と離調率 δ の積を変化させて、そのバンド幅を求めた。(2.4)
- (3) 大電力クライストロンに用いられる高パービアンス電子銃の設計法を設計手順にしたがって明らかにした。まず、パービアンスとしては、 2 へ 3 マイクロパービアンス以下に送るべきこと、また、ある集束角 θ をもって陽極孔に集束したビームに対し、陽極孔よりの入射条件として、入射角 α 、最小ビーム半径位置 Z_m 、および最小ビーム半径 r_m の関係をパービアンスをパラメーターとして求め、あるパービアンスに対して磁気集束を行なうのに最も都合のよい α の値が存在することを示した。(3.4)
- (4) 集束磁界は実用上理論的な *step function* 変化として加えることは困難で、必ず尾を引くが、入射条件と磁界の立ち上がりが適当な関係

にあれば、平行ビームを得ることは可能である。その理論および例を示した。この場合、理想的な磁界立ち上がりの場合に比して、ビーム半径は細くなり、集束磁界は大きくなることを示した。(3.4)

(5) 完全なフリルアン流の成立している条件でも、高周波励振を加えればビームにリップルを生ずるが、この場合のビーム半径の変化を求める式を誘導した。その数値計算の結果として、入射部において平行ビームの場合は励振が大きい程リップルの振幅も大になるが、ある入射角をもつときは、その値によってはリップルが増大する場合と減少する場合がある。また、最初よりフリルアン磁界よりも強い磁界を加えて、ビームが内側に波打ちを生ずる状態の方が高周波励振の影響は少いことを明らかにした。(4.3)

(6) 集電極のごとき無磁界、無電界中にビームを入射した場合のビームの発散軌道を求める公式を誘導し、陰極が磁界に浸された場合、およびある入射角をもって入射する場合の方が発散特性が著しく強調されることを示した。(5.4)

(7) 集電極の熱的設計としては、単位面積当たりのビーム衝撃損失が均一であることが望ましいが、ビームがビーム発散曲線に沿って発散する場合の理想的な集電極設計法を関式解法で求め得ることを明らかにし、その結果として集電極形状が弾頭形構造をとることを示した。(5.5)

(8) 空洞の設計において特に問題となる外部回路との結合係数 Q_{ex} の送ば方、空洞間隙において発生した2次電子が高周波電界によってマルチパクター効果として増大する現象、および空洞に挿入されるチューナーが高周波損失によって異常な温度上昇をおこすこと、これらについて設計上の立場より解析を行なった。(6.4, 6.5, 6.6)

(9) 出力窓については、誘電体物質に高周波損失を生じ、これによる温度

上昇が出力を大きく制限するので、材料としては $\tan \delta$ および ϵ の小さい、また、熱伝導率の大なるものの開発の必要なこと、また、設計上からは外部より強制冷却することの必要性を明らかにした。また、出力窓における出力の反射は電気的特性を著しくそこなうが、これに対し誘電体衬層の肉厚を半波長に選んでさけることは、一般には困難で、回路的に補償を行なって整合をとる必要のあることを明らかにした。(7.4, 7.5)

(10) パルス管の動作においては、パルス印加時には平均熱損失として計算した場合よりも過渡的に非常に高温になり、これがクライストロンの寿命に大きな影響を与えるので、この場合の温度上昇の算定式を求めた。

(8.2)

(11) パルス管の他の問題として、電子銃部に非常な高圧パルスが加わる結果、絶縁破壊をおこすことが多い。この場合、理論値よりもはるかに低い電圧で絶縁破壊することが多い理由を解明し、一般的に電界強度を 10^5 V/cm 以下におさえるべきことを明らかにした。(8.3)

謝

辞

本研究は筆者が神戸工業において電子管技術部 佐々木正部長御指導のもとに実施したもので、本研究の完成に対し終始協力された電子管技術部 三杉隆彦君、佐々木昭夫君、および管球部 吉田良敏君の諸君と共に深く感謝の意を表する。

また、原子力部 大脇健一部長、管球部 高島克巳次長はこの研究の端緒を与えられ、終始その完成に御べんたついただいた。ここに、深く感謝の意を表する。

また、クライストロンの試作研究過程において終始、御討論、御助言あるいは資料の提供を賜わった東北大学 小池勇二郎教授、大阪大学 菅田栄治教授、および大阪市立大学 三戸左内教授にも、あわせて厚く御礼申し上げる。

参 考 文 献

- (2-1) 小宮山、三杉、吉田、佐々木: "Sバンド、Lバンド高出力パ
ルスクライストロン" 電気通信学会マイクロ波真空管研究専
門委員会 (1960. 5)
- (2-2) A. H. W. Beck: "Space-charge Wave and Slow
Electromagnetic Waves." Pergamon Press. P.188
~205. (1958).
- (2-3) E. Feenberg: "Notes on Velocity Modulation."
Sperry Gyroscope Co. Report. No. 5221-1093 (1945)
- (2-4) T. G. Mihran: "The Effect of Space Charge on
Bunching in a Two-Cavity Klystron." I. R. E.
Transact. on E. D. p.54~64 (1959. 1)
- (2-5) S. E. Webber: "Ballistic Analysis of a Two-
Cavity Finite Beam Klystron." I. R. E. Transact.
on E. D. p.98~108. (1958. 4)
- (2-6) A. L. Cullen, I. M. Stephenson: "An Experimental
Investigation of Velocity-Modulated Electron
Beam." International Convention on Microwave
Valves. (1958. 5)
- (2-7) 佐々木: "直進型クライストロンの出力特性" 電気通信学会
マイクロ波真空管研究専門委員会 (1959. 7)
- (2-8) 文 献 (2-2) p. 135~136
- (2-9) G. M. Branch, T. G. Mihran: "Plasma Frequency
Reduction Factors in Electron Beams." I. R. E.

- Transact. on E.D. p3~11. (1955. 4)
- (2-10) C.G. Montgomery: "Principle of Microwave Circuits" Mc Graw-Hill. p.57 (1948)
- (2-11) R.R. Warnecke, et al: "Velocity Modulated Tubes." Advances in Electronics. Vol. III. Academic Press. p. 57 (1951)
- (3-1) J.R. Pierce: "Theory and Design of Electron Beams." D. Van Nostrand Company. P.153 (1954)
- (3-2) I. Langmuir, K. Blodgett: "Current Limited by Space Charge between Concentric Spheres." Phys. Rev. 24 p.49~59. (1924)
- (3-3) J.R. Pierce: "Rectilinear Electron Flow in Beams." Journal of Applied Physcs. Vol. 11. p.548~554. (1940. 8)
- (3-4) K.R. Spangenberg: "Vacuum Tubes." Mc Graw-Hill p.456~458. (1948)
- (3-5) 磯部, 宮川, 小宮山: "パッケージ形進行波管 4W61 7W61 について" Fujii vol 12. No.1. p.36~37. (1961)
- (3-6) 文 献 (3-4) p. 459.
- (3-7) 文 献 (3-1) p. 145~147.
- (4-1) 文 献 (3-1) p. 152~164.
- (4-2) T.S. Chen: "Large Perturbations in Electron Beams from Shielded and Immersed Guns."

- Journal of Electronics and Control*. Vol. 4.
No. 6. p.523~538. (1958)
- (4-3) J.L. Palmer: "Laminar Flow in Magnetically-Focused Cylindrical Electron Beams." *I.R.E. Transact. on E.D.* p.262~269 (1959. 7)
- (5-1) 佐藤. 宮川. 小宮山: "7000 MC 帯パッケージ型進行波管"
昭和34年度電気通信学会全国大会論文集
- (5-2) H.J. Wolkstein: "Effect of Collector Potential on the Efficiency of Traveling-Wave Tubes."
R.C.A Review, Vol XIX. No.2. p.259~282. (1958.6)
- (5-3) J.W. Hansen, C. Süsskind: "Improvement of Beam-Tube Performance by Collector-Potential Depression and a Novel Design." *I.R.E. Transact. on E.D.* p.282~288. (1960. 10)
- (5-4) 文 献 (3-4) p.342~347.
- (5-5) 文 献 (3-1) p.147~152
- (5-6) 小宮山: "クライストロンノ集電極ノ設計" 昭和36年電気
関係学会関西支部連合大会論文集
- (6-1) K. Fujizawa: "General Treatment of Klystron Resonant Cavities." *I.R.E. Transact. on M.T.T.* p.344~358. (1958. 10)
- (6-2) 菅田. 寺田. 裏: "高出力3空洞クライストロン設計に関する
考察" 輯研 第2・3・4部会資料 (1959. 11)

- (6-3) 小宮山, 三杉, 吉田, 佐々木: "Sバンド4MWパルスクライストロンについて" 昭和35年電気学会連合大会論文集
- (6-4) M. Chodorow et al: "Design and Performance of a High-Power Pulsed Klystron." I.R.E. p.1590 (1953. 11)
- (6-5) 小宮山, 吉田, 三杉, 佐々木: "Lバンド2MWパルスクライストロンについて" 昭和35年電気学会連合大会論文集
- (6-6) 小宮山, 吉田, 三杉, 佐々木, 渡部: "Lバンド大電力クライストロンについて" 昭和36年電気学会連合大会論文集
- (7-1) G. L. Ragan: "Microwave Transmission Circuits" Radiation Laboratory Series. Mc Graw-Hill. p. 145. (1948)
- (7-2) 文献 (7-1) p. 52
- (7-3) 文献 (2-10) p. 369~372.
- (7-4) 小宮山, 三杉, 吉田, 佐々木, 渡部: "Sバンド大電力クライストロンに就て" 昭和36年電気学会連合大会論文集
- (8-1) R. N. Ghose: "Temperature Distribution in Anode Structure for Pulse Input." I. R. E. Wescon Convention Record p. 124~127 (1957)
- (8-2) 小宮山: "パルスクライストロンのパルス温度上昇について" 昭和36年電気通信学会全国大会論文集
- (8-3) J. H. Jeans: "Mathematical Theory of Electricity and Magnetism." Cambridge University Press ^{p.267} (1925)

(9-1) 佐々木、小宮山: "Sバンドパルスクライストロン"

昭和34年電気関係学会関西支部連合大会シンポジウム論文
集

(9-2) 小宮山、三杉、吉田、佐々木: "大電力パルスクライストロン
に就て" 神戸工業技報 19号

(9-3) M. Chodorow, et al: "Development of High
Power Pulsed Klystrons of Practical Application."
I. R. E. (1959. 1)

(9-4) Stanford-Litton L-band Klystron Project.
Stanford University Microwave Laboratory
Report. No. 402 (1957. 6)

(9-5) 神工、富士: "国産12MeV線型電子加速器" FAPIG 15号
P. 10~73. (1961. 5)